

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE-BERNARD - LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Richard BERLAND

Ingénieur I. N. S. A.

Licencié ès Sciences

CONTRIBUTION A L'ISOLATION ÉLECTRIQUE EN VIDE INDUSTRIEL

Soutenue le 26 Septembre 1972 devant la Commission d'examen

MM. R. BERNARD

Président

R. ARNAL

A. DUSSAUCHOY

M. GOLDMAN

} Examineurs

THÈSE

présentée

DEVANT L'UNIVERSITÉ CLAUDE-BERNARD - LYON

pour obtenir

le grade de DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

par

Richard BERLAND

Ingénieur I. N. S. A.

Licencié ès Sciences

CONTRIBUTION A L'ISOLATION ÉLECTRIQUE EN VIDE INDUSTRIEL

Soutenue le 26 Septembre 1972 devant la Commission d'examen

MM. R. BERNARD

Président

R. ARNAL

A. DUSSAUCHOY

M. GOLDMAN

} Examineurs



UNIVERSITE CLAUDE BERNARD

L Y O N

Président : M. le Professeur J. BOIDIN

1er Vice-Président : M. R. TOURAINÉ, Maître de Conférences agrégé

2eme Vice-Président : M. P. PONCET, Maître Assistant

3eme Vice-Président : M.D. SETTELEN, Etudiant

UNITES D'ENSEIGNEMENT ET DE RECHERCHE

<u>UNITES</u>	<u>DIRECTEURS</u>
.E.R. médicale Grange-Blanche	M. le Professeur D. GERMAIN
.E.R. médicale Alexis Carrel	M. le Professeur C. GIROD
.E.R. médicale LYON-Nord	M. le Professeur A. BERTOYE
.E.R. médicale LYON-Sud-Ouest	M. le Professeur L. TOLOT
.E.R. des Sciences Pharmaceutiques	M. M. CARRAZ, Maître de Conférences agrégé
.E.R. des Techniques de Réadaptation	M. le Professeur P. MOUNIER-KUHN
.E.R. de Biologie Humaine	M. J. C. CZYBA, Maître de Conférences agrégé
.E.R. d'Education Physique et Sportive	M. A. MILLON, Professeur E.P.S.
.E.R. des Sciences Odontologiques	M. R. VINCENT
.E.R. de Mathématiques	M. le Doyen J. BRACONNIER
.E.R. de Physique	M. le Professeur M. DUFAY
.E.R. de Chimie et Biochimie	M. le Professeur D. GAUTHERON
.E.R. des Sciences de la Nature	M. le Professeur L. DAVID
.E.R. de Biodynamique et Psychopédagogie	M. R. FONTANGES, Maître de Conférence
.E.R. de Physique Nucléaire	M. le Professeur A. SARAZIN
.E.R. de Mécanique	M. le Professeur J. MATHIEU
Observatoire	M. le Professeur J.H. BIGAY
Institut Universitaire de Technologie 1	M. le Professeur B. POUYET
Institut Universitaire de Technologie 2	M. J. GALLET

Secrétaire Général : M. P. IZAUTE

Ce travail a été effectué au Département d'Informatique de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, dans le cadre de la "Recherche Coopérative sur Programme" n° 182 du CNRS.

Monsieur R. Bernard, Professeur à l'Université Claude Bernard, Directeur de Département à l'INSA, a bien voulu assurer la présidence de la commission d'examen, et nous l'en remercions.

Monsieur le Professeur R. Arnal, Directeur du Département d'Informatique, nous a suggéré ce travail et nous a permis de le mener à bien ; nous le prions de croire en notre sincère reconnaissance.

Monsieur A. Dussauchoy, Maître de Conférences à l'Université de Clermont-Ferrand, qui fût notre camarade de laboratoire, a, par son amicale collaboration, constitué pour nous un soutien constant. Sa compétence en mathématiques, son dynamisme communicatif, ont fait que ce travail est également le sien.

Monsieur M. Goldman, Sous-Directeur au CNRS, nous a accueilli à plusieurs reprises dans son laboratoire et nous sommes heureux de lui faire part, ainsi qu'à son équipe de l'Ecole Supérieure d'Electricité, de nos remerciements pour les facilités qui nous ont ainsi été offertes.

Nous désirons également remercier Monsieur A. Boulloud, Professeur à l'Université de Nantes et responsable de la RCP 182.

Si Messieurs P. Bouvier, maintenant Maître de Conférences à l'Institut Universitaire de Technologie de Brest, et J.C. Chkouropadsky, nous initièrent, chacun à leur façon, à l'isolement électrique dans le vide, bien d'autres parmi nos camarades du Département nous apportèrent aussi leur aide. Aux remerciements que nous leur adressons, il nous est agréable d'associer le personnel du Secrétariat et en premier lieu, l'efficace et toujours souriante Madame Bonnell.

De omni re scibili...

... et quibusquam aliis.

Das Ganze ist... ..

... ..

MAIRE

[illegible]

C - Etude statistique des paramètres de la microdécharge	100
1- Courant instantané avant étincelle ..	100
2- Charge mise en jeu par la micro- décharge	102
3- Courant moyen transporté par la microdécharge jusqu'à l'étincelle ..	107
4- Courant moyen évalué au début de la microdécharge	107
D - Commentaires et interprétation physique	108

Quatrième partie : ESSAIS D'UN "ETOUFFEUR" DE MICRODECHARGE

A - Principe et réalisation	111
B - Résultats	113

CONCLUSION	121
------------------	-----

BIBLIOGRAPHIE	123
---------------------	-----

INTRODUCTION

Il existe un grand nombre d'appareils utilisant le vide comme isolant : tubes électroniques divers (tubes à rayons X, cavités hyperfréquence, tubes et caméras de télévision), capacités haute tension, disjoncteurs et éclateurs sous vide, organes de cryolisation, microscopes électroniques, générateurs et séparateurs utilisés en Physique Nucléaire, gyroscopes électrostatiques et autres appareils destinés à fonctionner à haute tension dans l'espace (1).

Du fait de l'absence de toute particule chargée, le "vide parfait" ne devrait être le siège d'aucun phénomène de conduction. En pratique, la limite supérieure de ce que l'on peut qualifier de "vide" dans les problèmes d'isolement électrique est de 10^{-3} torr environ : le libre parcours moyen est alors supérieur aux distances usuelles entre électrodes, et la multiplication par collision de particules chargées est insuffisante pour créer une décharge auto-entretenu.

Dans ces conditions, la seule limite théorique absolue à l'isolation entre des électrodes métalliques est due à l'émission de champ, et l'ordre de grandeur du champ électrique nécessaire pour qu'un courant puisse être détecté devrait être de 10^7 V/cm ; plus encore pour initier une décharge où la valeur limite du courant serait due aux seules possibilités de l'alimentation haute tension.

Il s'en faut de plusieurs ordres de grandeur que l'on atteigne la limite précédente.

De nombreux travaux ont été consacrés, particulièrement depuis une dizaine d'années, à la compréhension des phénomènes mis en jeu, dans le but d'améliorer les performances et la fiabilité, en d'autres termes la tenue en tension, des appareils mentionnés précédemment.

En matière d'isolation haute tension sous vide, une distinction importante doit être établie entre le vide grossier

dit industriel (10^{-6} torr), et l'ultra-vide (10^{-9} torr), (dont le vide propre, obtenu par les techniques de l'ultra-vide mais ramené par injection d'un gaz connu vers 10^{-4} - 10^{-3} torr constitue un cas particulier). L'ultra-vide permet d'atteindre les performances les plus élevées et le fonctionnement le plus stable, mais la réalisation d'un ensemble haute tension parfaitement propre est difficile et coûteuse ; elle nécessite l'emploi d'un groupe de pompage turbomoléculaire ou ionique, de joints métalliques, de vannes et brides étuvables, d'enceintes en acier inoxydable poli (2).

C'est pourquoi dans nombre d'applications pratiques l'usage du vide industriel (obtenu par pompe à diffusion d'huile), plus économique et plus souple d'emploi, se justifie pleinement.

Le travail que nous présentons est consacré à l'étude des phénomènes de conduction électrique que l'on observe dans un tel vide industriel.

L'on peut à ce propos se demander s'il ne serait pas plus logique d'aborder le problème en partant de l'ultra-vide et des mécanismes de conduction supposés connus qui y agissent, pour chercher ensuite comment évoluent ces mécanismes en fonction des paramètres supplémentaires qu'introduit l'usage du vide industriel ; nous pensons qu'il n'en est rien, car ces paramètres sont nombreux et pour la plupart difficilement contrôlables, comme le montre la diversité des résultats présentés dans la littérature. L'usage d'une méthode d'approche qui tienne compte du nombre élevé des paramètres, doit permettre d'aborder directement les phénomènes de conduction tels qu'ils existent dans le vide industriel.

Notre mémoire comprend quatre parties :

- Dans la première, après avoir présenté les divers aspects de la conduction électrique dans le vide, nous passons en revue les résultats obtenus et les interprétations qui en sont faites, en mettant l'accent sur le phénomène prédisruptif de microdécharge et sur son rapport avec celui d'étincelle. Puis nous

précisons la méthode d'approche ainsi que nos conditions expérimentales.

- La deuxième partie est consacrée à l'étude, à l'aide d'un ordinateur connecté en temps réel, des différents régimes de microdécharge (caractérisés par les paramètres charge transportée et intervalle de temps entre microdécharges) en fonction des conditions d'application de la tension, afin de dégager des relations stochastiques entre ces grandeurs.

- La troisième partie utilise de même les techniques d'acquisition de données par ordinateur pour la recherche d'un lien entre les phénomènes de microdécharge et d'étincelle. L'existence de ce lien une fois démontrée, nous en cherchons l'origine par la mise en évidence d'un paramètre physique déterminant.

- Les résultats précédents nous conduisent dans la quatrième partie à concevoir un circuit simple, susceptible d'étouffer certaines microdécharges, et par là d'agir sur l'initiation de l'étincelle.

Première partie : PHENOMENES DE DECHARGE DANS LE VIDE

MICRODECHARGES ET ETINCELLES

Lorsque l'on fait croître la tension aux bornes de deux électrodes métalliques placées dans un vide meilleur que 10^{-3} torr environ, l'on observe pour un champ électrique macroscopique de l'ordre de 10^4 - 10^5 V/cm seulement, l'apparition de courants dits prédisruptifs, de faible intensité (10^{-10} à 10^{-3} A), courants qui sont soit continus, soit impulsionnels ; ceci pour une distance entre les électrodes allant du millimètre à quelques dizaines de centimètres . Dans le cas des courants impulsionnels, l'on parle de microdécharges, celles-ci pouvant d'ailleurs se superposer au courant permanent. Pour une tension seuil plus élevée, apparaissent des étincelles, caractérisées par un courant bref, de forte intensité (plusieurs ampères), lorsque les paramètres du circuit électrique sont tels qu'un arc permanent ne puisse s'entretenir. Ce courant est caractéristique de la disruption. Contrairement à l'étincelle et à fortiori à l'arc, les régimes prédisruptifs ne perturbent l'état de surface des électrodes que de façon microscopique.

L'existence de courants impulsionnels fut constatée dès 1933 dans un petit accélérateur de particules, par Van Atta, Van de Graaf et Barton (3). Bertein, en 1946, caractérisa sommairement le phénomène (4) ; c'est Arnal qui dans les années 50 leur donna le nom de "microdécharges" et les étudia de façon extensive (5).

Dans les problèmes d'isolation sous vide, l'intérêt

de leur étude vient du rôle essentiel qu'elles jouent lors du conditionnement des électrodes, qui se traduit par une augmentation importante de la tension disruptive.

Les microdécharges apparaissent avant un courant permanent notable quand les électrodes n'ont pas été traitées (par chauffage sous vide par exemple). Elles ont été observées dans diverses conditions expérimentales : vide industriel, vide propre, également dans l'ultra-vide par quelques auteurs.

Nous allons rappeler les principaux résultats obtenus à leur sujet (6).

1 - Principaux résultats expérimentaux sur le phénomène de microdécharge :

a - L'impulsion de courant ; les paramètres.

- Le taux de répétition moyen du courant impulsionnel de microdécharge est variable de moins d'une impulsion par minute à quelques dizaines par seconde (5) à (11). Une augmentation brusque de la tension entre les électrodes se traduit par une accélération très sensible de ce taux moyen, puis il y a retour à la valeur initiale ou à une valeur légèrement supérieure. Toutes conditions égales par ailleurs, le taux augmente avec la résistance interne du générateur haute tension (5) ; il diminue avec la distance séparant les électrodes (11).
- La durée des impulsions varie de quelques dizaines de microsecondes pour un générateur haute tension à forte résistance interne (quelques dizaines de mégohms) à quelques dizaines de millisecondes pour les valeurs les plus basses (5) à (12).
- La forme de l'impulsion de courant peut être quelconque, présenter plusieurs maxima, surtout à distance faible (quelques millimètres) si le générateur est à faible résistance ; elle devient plus régulière quand la distance croît, avec un temps de montée de quelques dizaines de microsecondes (5) à (12). A forte résistance interne, la forme, assez symétrique, n'est guère affectée par la distance.
- L'amplitude maximale de l'impulsion de courant varie de

quelques fractions de microampère à quelques milliampères (5) à (12) ; elle est plus élevée pour une résistance interne faible, et semble croître avec la distance (11). Dans certains appareillages où la distance entre électrodes est élevée (plusieurs dizaines de centimètres, par exemple, pour un séparateur électrostatique attaqué en impulsion par un générateur à très faible résistance interne) se produisent des "microdécharges" dont le courant crête peut atteindre plusieurs ampères (13).

- La charge électrique transportée, qui sauf exception comme précédemment, ne dépasse pas quelques microcoulombs, est en conséquence très variable, sauf toutefois si la résistance du générateur est élevée (5) à (12). Elle croît en particulier avec la distance entre électrodes (11). Pour une résistance élevée, il n'a pas été trouvé de corrélation entre les intervalles de temps successifs séparant les microdécharges, et, à tension élevée, une légère corrélation entre les charges successives (10). La surface n'est pas modifiée par le régime de microdécharge, ceci s'expliquant par une charge limitée à 10^{-8} Cb environ.

- Simultanément à l'impulsion de courant, il y a émission d'un rayonnement X (8) (14) (15) et l'espace entre les électrodes est le siège d'une lueur diffuse (5) (7) (8) (16) avec concentration de lumière au voisinage des électrodes (17). Des enregistrements photographiques ont permis de détecter des foyers lumineux ponctuels à la surface des électrodes au début de la microdécharge, alors qu'ils se présentent dans une phase plus avancée de celle-ci, comme des globules détachés des électrodes (11) (18). Pendant la microdécharge enfin, on observe une augmentation transitoire de pression dans l'enceinte (8) (19). En fait, pour une tension donnée, les caractéristiques que nous avons énumérées sont fonction de nombreux paramètres dont quelques uns ont déjà été cités, et que l'on peut classer en trois catégories :

- des paramètres électriques : impédance interne du générateur, sa polarité dans le cas où les électrodes ne sont pas identiques, la forme d'onde de la tension.

- des paramètres géométriques : forme, distance, mais aussi parallélisme des électrodes si elles ont des surfaces

planes en regard ; structure de l'enceinte à vide.

- des paramètres physico-chimiques : nature des électrodes, état de surface (contamination superficielle, due en particulier au fluide de pompage), température, pression résiduelle.

b - Les conditions d'initiation.

Ces paramètres influent sur l'initiation des microdécharges. L'initiation est essentiellement fonction de la tension, et, à un degré moindre, du champ appliqué (5) (7) (8). Nous citerons les principaux résultats concernant la tension seuil.

- Elle augmente avec la distance entre les électrodes, mais on ne peut faire apparaître de relation simple entre ces deux grandeurs, valable du moins pour toute l'échelle de distance où existent les microdécharges (5). Du millimètre au centimètre, il a été récemment fait état d'une loi en Kd^a (11), analogue à ce que l'on peut observer pour la tension de disruption.

- Elle est fonction du matériau d'anode, de la forme des électrodes (la disposition donnant la valeur la plus élevée étant une pointe positive associée à un plan négatif) ; elle augmente quand diminue la surface des électrodes (5) (7) (11).

- Elle est fonction de la pression du gaz résiduel, surtout pour une distance élevée ; elle croît alors avec la pression ; elle croît aussi avec la masse du gaz résiduel (5) (7) (8) (11).

- Elle croît enfin avec le nombre de microdécharges au cours d'une manipulation ; il y a conditionnement des électrodes (5) (7) (8) (12).

L'initiation des microdécharges est fortement dépendante de l'état de surface des électrodes, non pas tant du degré de polissage que de la nature de la contamination, quand elle existe. L'apparition des microdécharges serait en effet favorisée par la présence d'un film d'huile (7) (12) (19). Le nettoyage par certaines techniques conduit à leur disparition (7) (20), et l'état de surface de l'anode est en particulier déterminant (5) (7) (21).

Ainsi, en chauffant sous ultra-vide les électrodes vers 2000°C et en appliquant la tension après refroidissement, il a été constaté (21) :

- qu'en chauffant la cathode seule, il y avait apparition à basse tension d'un courant continu d'électrons.

- qu'en chauffant l'anode seule, les microdécharges n'apparaissaient qu'à une tension triple de la normale, et étaient précédées d'un courant continu qui serait d'origine thermoionique. L'oxydation de l'anode restaurait le seuil normal des microdécharges.

Quand on chauffe les électrodes hors tension jusqu'à 500°C en vide propre, on constate une croissance de la tension seuil à partir de 200°C environ (22). Cette croissance est sensiblement la même si l'anode seule, la cathode seule, ou les deux électrodes sont chauffées. Par contre un taux de répétition plus élevé, une diminution de la charge transportée, sont observés quand l'anode est chauffée seule.

c - Mécanisme des microdécharges et particules intéressées.

- Existence d'un processus en cascade :

Ce processus d'échange cumulatif de particules chargées a été mis en évidence (5) en utilisant une géométrie en forme de dièdre, et en visualisant les traces des ordres successifs d'une cascade de particules grâce à la coloration très nette apparaissant sur les électrodes. La spectrographie de masse révéla dans la cascade, outre la présence d'électrons, celle d'ions H^+ , H^- , et d'ions lourds. On peut observer que ce processus ne doit pouvoir se développer que pour certaines géométries d'électrodes (surfaces planes en regard).

- Les différents types de particules :

Divers auteurs ont montré la présence dans le courant de microdécharge, outre des particules citées précédemment, celle d'ions métalliques positifs (23), de particules lourdes (24) à (28), par des méthodes allant de l'utilisation de traceurs radioactifs à la mesure des temps de vol. Il y a en particulier transfert de matériau d'une électrode à l'autre sous forme de particules métalliques.

- Le rôle particulier des électrons :

- Dans le développement de la microdécharge : les électrons contribuent pour une large part (4/5) au courant de microdécharge. Mais ils ne semblent pas avoir de rôle actif dans leur

développement ; en les déviant par un champ magnétique, on n'a pas constaté de changement dans la tension seuil (7). On a montré de même (29) qu'un mécanisme en cascade n'était pas réalisable à partir d'un échange e^- .ions $^+$. Les électrons détectés seraient des électrons secondaires réémis par l'impact sur la cathode de particules plus lourdes.

- Dans l'initiation des microdécharges : des travaux récents (11) (15) (18) portant sur l'évolution dans le temps du rôle des électrons au début d'une microdécharge, ont montré qu'il existait une forte proportion de microdécharges où le courant électronique était prépondérant au seuil même de l'impulsion, puis laissait place très rapidement à un courant d'origine ionique. La méthode utilisée consistait à comparer à l'impulsion de courant, celle fournie par un photoscintillateur préalablement étalonné pour les radiations X, fonction du courant d'électrons. La différence entre ces deux signaux, soit la composante ionique du courant, est trouvée proportionnelle au signal d'un photomultiplicateur sensible à l'impulsion lumineuse de la microdécharge. Un autre type de microdécharge mis en évidence est caractérisé par un signal lumineux pratiquement nul.

d - La liaison microdécharge-étincelle.

Microdécharges et étincelles affectant l'état de surface des électrodes, et dépendant de cet état de surface, les deux phénomènes sont évidemment reliés, au moins d'une façon indirecte (30). On a cherché à savoir si un phénomène accompagnant la microdécharge (microparticule, création de centres d'émission de champ, désorption de gaz des électrodes) qui précède l'étincelle dans l'échelle des tensions, ne pouvait être considéré comme initiateur de l'étincelle dans certaines conditions, comme le suggèrent des travaux récents (31) (32). Par exemple, en chauffant et refroidissant une anode en forme de filament pendant un temps variable de 10^{-4} à 1 sec, des auteurs estiment avoir établi que le mécanisme de désorption est décisif dans l'initiation de l'étincelle, dans un vide industriel du moins, et que l'importance de ce mécanisme décroît quand disparaissent les vapeurs résiduelles (32).

A faible résistance interne, ce qui permet à la microdécharge de se développer sans chute de tension importante aux électrodes, il a été observé des étincelles se produisant au cours de microdécharges (11) (30), et une étude statistique en a été faite (30). La conclusion en est qu'il ne s'agit que de la coïncidence aléatoire de deux événements indépendants. Ce problème fait l'objet d'une controverse (33) ; nous exposons dans la troisième partie de ce travail nos conclusions à ce sujet. Dans le cas où le générateur est à forte résistance interne, il a été montré (34) que l'étincelle, si elle ne survient pas pendant une microdécharge, se produit cependant au moment le plus probable d'apparition de celle-ci, ce qui indique que leur initiation pourrait relever d'un même phénomène. Dans cet ordre d'idées, certains auteurs ont fait ressortir l'influence analogue de plusieurs paramètres sur la tension seuil des microdécharges et sur la tension disruptive (11) (18) (28) ; des études ont montré qu'il y avait évolution parallèle des tensions seuil des microdécharges et des étincelles dans la période de conditionnement (30) (35).

2 - Les interprétations théoriques :

Nous allons rappeler succinctement les théories émises pour expliquer les phénomènes de conduction dans le vide, en général, et les microdécharges en particulier. Ces théories expliquent souvent un ensemble de résultats, mais pas la totalité. On peut les rattacher à trois groupes principaux :

- l'échange régénératif de particules chargées (électrons, ions positifs et négatifs) entre les électrodes, par émission secondaire suffisamment intense.

- le rôle joué par de petits agrégats de matière, ou micro-particules, arrachés de la surface des électrodes par les forces électrostatiques

- l'émission de champ intense à partir de micropointes cathodiques, suivant les lois de Fowler-Nordheim et Nottingham.

a - Echange régénératif de particules chargées.

L'impulsion de courant se développerait suivant un processus

en cascade quand le coefficient de multiplication d'un ordre au suivant serait supérieur à 1, ce qui selon les cas, pourrait conduire à une microdécharge ou à une étincelle.

Différentes hypothèses ont été avancées en ce qui concerne les particules actives et leur origine, ainsi :

- des ions H^+ et H^- provenant de l'hydrogène occlus dans le métal, et diffusant vers la surface (5)
- des ions H^+ et H^- provenant des couches contaminées superficielles, dues en particulier à l'huile de pompage (8)
- des ions positifs et négatifs émis de ces couches contaminées, par émission thermoionique (36).

L'extinction de la microdécharge s'explique alors par le passage en dessous de 1 du coefficient de multiplication, soit par chute de tension aux électrodes (résistance interne élevée), soit par épuisement momentané des impuretés dont s'alimente la décharge (résistance faible). L'influence de la pression sur la tension seuil serait due à une dispersion accrue des particules actives par les molécules du gaz résiduel.

L'existence d'un processus d'échange, tel que celui mis en évidence en (5) est généralement admis, en vide industriel, à un moment ou à un autre de la microdécharge ; ainsi, les fluctuations de pression observées pendant les microdécharges sont plus importantes que celles dues au seul courant d'émission de champ. Mais si ce mécanisme peut se prêter assez bien à l'explication de certains phénomènes observés entre surfaces polluées (conditionnement, nature des électrodes, etc), c'est de façon qualitative essentiellement, du fait de la détermination très délicate in situ des coefficients d'émission secondaire, dans les cas où l'état de surface est mal défini.

Les auteurs de l'expérience sur l'influence de la température (22) expliquent leurs résultats en faisant intervenir la variation d'un coefficient ionique d'émission secondaire, en fonction de la tension et de la température : ils estiment qu'il existe une forte probabilité pour que la particule primaire qui déclenche le processus d'échange soit un ion issu de l'anode par émission thermoionique. De même, en utilisant un modèle théorique simple, on a montré (37) que certaines des propriétés

des microdécharges pourraient se justifier à partir d'un échange d'ions issus d'un film superficiel, en supposant des temps de transit de l'ordre de la nanoseconde, et un coefficient de multiplication qui ne diffère de l'unité que de quelque $+10^{-6}$ à $+10^{-3}$. Des valeurs du même ordre ont été déduites de mesures sur la croissance du courant de microdécharge (12) (13). Cependant, des résultats s'opposent à ces interprétations, pour des distances faibles et moyennes (mm, cm) en particulier : ainsi, on s'explique mal l'influence de l'écartement sur la tension seuil, les coefficients d'émission secondaire étant, selon toute vraisemblance, essentiellement fonction de la seule tension entre les électrodes.

Les mesures faites jusqu'alors des coefficients de multiplication ont conduit à des valeurs trop faibles, en dessous de 250 kV du moins (7). Si il a été rapporté récemment (13) des mesures de coefficients de multiplication $H^+.H^- - H^-.H^+$ légèrement supérieures à l'unité, c'est pour des distances importantes entre les électrodes, des tensions très élevées et donc des ions très énergétiques. Les "microdécharges" intenses observées sont attribuées à un échange d'ions H, où la contamination des électrodes jouerait un rôle important, mais où interviendrait aussi, (ce qui n'est pas sans rappeler l'hypothèse d'Arnal) un gaz occlus diffusant vers la surface.

Initiation et croissance de la "microdécharge" sont envisageables par ce mécanisme, mais à grand écartement seulement semble-t-il. Certains travaux dont l'un récent (38) citent de plus ces mécanismes d'échange comme susceptibles d'expliquer l'étincelle (en vide industriel) dans le cas de tensions très élevées. Les ions pris en considération sont en fait de véritables petites microparticules.

b - Les microparticules.

Il s'agit de particules multi-atomiques (de taille le micron ou la dizaine de microns), faiblement liées à la surface des électrodes. Ces agrégats d'atomes, arrachés par les forces électrostatiques puis accélérés dans l'espace interélectrode, déclencheraient suivant leur énergie d'impact, en percutant l'électrode opposée, soit une microdécharge, soit une étincelle.

En faveur des diverses versions (39) à (41) de cette théorie, il y a la réalité du transport de matière entre les électrodes, observé dès le stade prèdisruptif (42) et en particulier pendant les microdécharges. Cependant, il a été montré (43) que les propriétés des courants prèdisruptifs, en particulier des microdécharges, étaient incompatibles avec ce mécanisme considéré seul. Il s'agirait plutôt en l'occurrence d'un phénomène secondaire qui n'interviendrait pas directement dans l'initiation de la microdécharge.

Les microparticules par contre sont considérées comme un élément fondamental de l'initiation de l'étincelle, du moins à grande et moyenne distance. Celle-ci peut prendre naissance dans la bulle de vapeur métallique créée par le choc sur une électrode si l'énergie mise en jeu est suffisante ; elle peut être due également aux centres d'émission de champ que constituent les micro-pointes métalliques créées par le choc pour une énergie inférieure (27) (44) (45) (46), cette approche constituant un lien, valable également pour les microdécharges, entre l'hypothèse des microparticules et celle de l'émission de champ.

Si l'on suppose que la microparticule existe sur l'électrode (poussière, abrasif, copeau métallique, puis résidu de pulvérisation dû à une étincelle précédente par la suite), le temps de formation de l'étincelle (à distinguer du temps d'établissement du courant, au temps de commutation), est sensiblement égal au temps de transit de la microparticule, soit la microseconde (ordre de grandeur). Ce temps pourra être bien supérieur (milliseconde) si le détachement est dû à un processus de chauffage (45) (46).

c - L'émission de champ.

En ce qui concerne l'initiation de l'étincelle, l'importance des phénomènes d'émission de champ, s'effectuant à partir de microaspérités où le champ est considérable (facteur d'amplification généralement admis, suivant la forme de la protubérance : 10 à 10^3), est reconnue pour des écartements faibles (jusqu'à quelques millimètres). Ces micropointes ne peuvent être évitées même avec des traitements de surface très élaborés ; de plus, on constate qu'elles peuvent "pousser" suivant un

mécanisme qui n'est pas complètement élucidé, sous l'influence des forces électrostatiques.

L'étincelle a alors pour origine un échauffement intense, conduisant : (2) (7)(47)

- à la vaporisation de la pointe émettrice, ou à son arrachement préalable, son comportement pouvant être ensuite celui d'une microparticule (temps de formation : la nanoseconde) ou bien,

- à la vaporisation de la zone anodique bombardée par le faisceau électronique, si la pointe est thermiquement plus stable (pas trop fine) (temps de formation : la milliseconde) ou bien,

- à la vaporisation en vol de particules de l'anode détachées par le faisceau.

En ce qui concerne les microdécharges, il a été suggéré récemment (18) qu'il pourrait y avoir identité entre certains processus régissant l'initiation de l'étincelle et de l'arc. Cette hypothèse s'appuie sur l'existence de foyers lumineux ponctuels; la prépondérance du courant électronique au début de la microdécharge ; l'influence analogue de divers paramètres sur la tension seuil des microdécharges et des étincelles ; le fait qu'à haute impédance l'étincelle survienne au moment le plus probable pour l'arrivée d'une microdécharge ; l'existence de microdécharges en vide propre.

Un échauffement cathodique ou anodique, amorcé par émission électronique, pourrait déclencher dans une phase seconde, par volatilisation et ionisation du matériau des électrodes, un processus d'échange de particules atomiques (ions H, ions métalliques) ou de microparticules, d'intensité éventuellement décroissante, qui s'arrêterait par appauvrissement local du matériau transférable (microparticules, couches de gaz...) (11) Cela justifierait l'influence de la nature du matériau des électrodes, de l'état de surface, en particulier de l'anode. Plusieurs aspérités interviendraient dans les microdécharges transportant une charge importante. Pendant la phase de conditionnement, il y aurait dégazage, polissage de la surface par vaporisation des pointes émettrices et arrachage des impuretés les moins liées.

On voit que cette hypothèse n'est pas incompatible avec les observations sur l'existence d'un processus en cascade, ou celle des microparticules.

L'objection essentielle qui est faite à une initiation des microdécharges par courant d'effet de champ se base sur l'observation des fluctuations de ces courants sur plusieurs ordres de grandeur, sans que la tension seuil des microdécharges en soit affectée (19).

APPROCHE STATISTIQUE DES PHENOMENES DE DECHARGE

De l'ensemble de ces travaux, ici brièvement rappelés, on peut conclure qu'il n'existe pas de théorie unique rendant compte, comme on l'avait espéré, des phénomènes prédisruptifs et de l'amorçage de l'étincelle ou de l'arc, mais que plusieurs mécanismes peuvent entrer en jeu, chacun prédominant suivant la valeur de tel ou tel paramètre (48) ; il est pratiquement exclu que le vecteur des paramètres qui définit les conditions expérimentales ait la même valeur pour des expérimentateurs différents.

Si un important effort de classification a été effectué depuis quelques années, on manque encore de faits expérimentaux pour fixer le domaine respectif de validité des différents mécanismes, et préciser leurs rapports réciproques. Ceci est particulièrement sensible en ce qui concerne le développement de la microdécharge, problème qui englobe celui de savoir si elle peut être ou non à l'origine de l'étincelle.

Notre travail vise à apporter à ce sujet des informations nouvelles. Pour atteindre cet objectif, deux méthodes sont possibles :

- une étude systématique des phénomènes de base, (essentiellement de surface). Suivant une démarche habituelle au physicien, on cherche alors à vérifier expérimentalement une théorie élaborée à partir de lois connues. C'est une méthode qui prend pour base le processus élémentaire.

- une étude du comportement global des phénomènes, en laissant de côté toute référence à une théorie quelconque ; il s'agit d'une approche phénoménologique. C'est le cas lorsque l'on effectue des mesures de la tension disruptive en fonction, par exemple, de la distance entre les électrodes, et que l'on cherche à interpréter ensuite les résultats. Bon nombre de lois de la physique ont été obtenues suivant une telle démarche. Dans le cas des décharges dans le vide, une approche phénoménologique doit prendre en considération des grandeurs physiques qui sont en fait des variables aléatoires : pour extraire de la masse des données acquises des tendances générales, des relations

stochastiques en d'autres termes, elle sera nécessairement de caractère statistique. Le mot statistique n'est pas employé ici dans le sens familier au physicien, de Physique statistique (Thermodynamique statistique, Statistique de Fermi-Dirac...), où l'on établit, à l'aide d'un modèle probabiliste, des lois qui définissent le comportement global d'un ensemble composé d'un grand nombre d'éléments. (Pour rester dans le domaine des décharges dans le vide, nous pouvons citer comme exemple la détermination récente du courant émis par un grand nombre de centres d'émission de champ, répartis de façon aléatoire sur une électrode, en supposant une distribution normale du facteur de multiplication de champ) (49).

Les phénomènes qui interviennent dans notre cas dépendent d'un grand nombre de paramètres, et l'on ignore comment ils en sont fonction ; ils sont en cela comparables aux processus économiques, agronomiques, etc, où l'on se borne souvent à chercher si un phénomène dépend de telle ou telle grandeur. C'est le rôle de l'induction statistique (statistical inference) de tirer des conclusions de cet ordre à partir d'un échantillon de la "population" étudiée. Cette approche, qui nous paraît particulièrement bien adaptée aux décharges dans le vide, a été utilisée par une équipe de la Ion Physics Corp. pour montrer que forme et matériau des électrodes, ainsi qu'un étuvage préalable, constituaient d'importants facteurs pour déterminer la tension disruptive à grand écartement (50). Nous avons adopté une démarche semblable, où l'on peut distinguer deux temps :

- définition et mesure des grandeurs aléatoires à étudier
- analyse des résultats par induction statistique, ce qui peut conduire à prendre en considération d'autres grandeurs aléatoires qui apparaîtraient comme significatives.

Nous cherchons ainsi à répondre à des questions telles que : la charge transportée par une microdécharge influe-t-elle sur le temps qui la sépare de la suivante ? Le phénomène d'étincelle est-il corrélé avec celui de microdécharge ? Si c'est le cas, quel est le facteur déterminant ?

La démarche ainsi définie dans les grandes lignes, il importe de fixer son choix sur un outil : le petit calculateur

connecté en temps réel est particulièrement bien adapté à ce genre de problèmes, où les composantes spectrales des signaux à étudier peuvent déborder largement du domaine couvert par les appareils d'enregistrement classiques. De plus, le calculateur pourra assurer une double fonction :

- enregistrer en temps réel les données mises en forme par des circuits dits d'interface.
- effectuer les calculs nécessaires à l'exploitation des données enregistrées, avant de procéder à l'édition des résultats.

Les circuits d'interface dont il sera nécessaire de munir le calculateur seront conçus pour élaborer, à partir des grandeurs analogiques fournies par différents capteurs, l'équivalent digital des réalisations des variables aléatoires que l'on souhaite étudier : charges mises en jeu par les microdécharges, intervalles de temps les séparant, valeur du courant instantané avant étincelle, valeurs échantillonnées des impulsions lumineuses, de rayons X, associées à l'impulsion de courant, etc...

Nous avons utilisé un PDP 8/S de Digital Equipment. C'est une machine série relativement lente : (durée des instructions : 28 à 90 microsecondes). Quoique cela soit peu par rapport au temps minimum séparant deux microdécharges (ordre de grandeur : la milliseconde), nous verrons qu'il n'est guère possible d'enregistrer simultanément plus de deux grandeurs sans perte d'information.

C - DEFINITION DES CONDITIONS EXPERIMENTALES

On a pu constater qu'il importait de fixer avec toute la précision possible les conditions expérimentales pour que les résultats obtenus aient un sens. Nous avons utilisé des électrodes de cuivre planes, circulaires, à bords arrondis (diamètre 4cm sauf précision contraire), placées à 3mm l'une de l'autre (id.). Le vide, de l'ordre de $5 \cdot 10^{-6}$ torr, est obtenu par une pompe à diffusion d'huile sans piège ; les électrodes sont polies mécaniquement et nettoyées à l'eau.

L'alimentation haute tension est négative (90 kV, 100 μ A) ; elle est filtrée par une cellule Rg C (95 M Ω , 4500 pF) ; une résistance de protection R est insérée entre le condensateur de filtrage et le système d'électrodes (fig 1).

Compte tenu de l'importance du phénomène de conditionnement et de l'évolution des régimes de microdécharges avec la tension, nous avons jugé que les conditions d'application de celle-ci constituaient un paramètre facilement contrôlable, et cependant souvent négligé : réaliser une montée en tension contrôlée, de préférence linéaire, devrait contribuer à améliorer la reproductibilité statistique des résultats. (Dans les travaux où une montée linéaire en tension a été utilisée, l'aspect "induction statistique" est absent (7) (8)). Il nous fallait disposer d'une tension à croissance linéaire réglable, avec remise à zéro ou à une valeur préétablie éventuellement, qui permette de réaliser un compromis entre les exigences suivantes

- faire durer une expérience assez longtemps pour avoir suffisamment de résultats

- limiter cette durée pour que les phénomènes puissent être considérés comme stables statistiquement (stationnarité). Cela est particulièrement nécessaire dans le cas où le générateur est à faible résistance interne, la fréquence des phénomènes étant alors la plus faible.

Nous avons utilisé un générateur réalisé dans le cadre d'un travail précédent (51). Un certain nombre de modifications ont été introduites pour l'adapter à nos problèmes - en

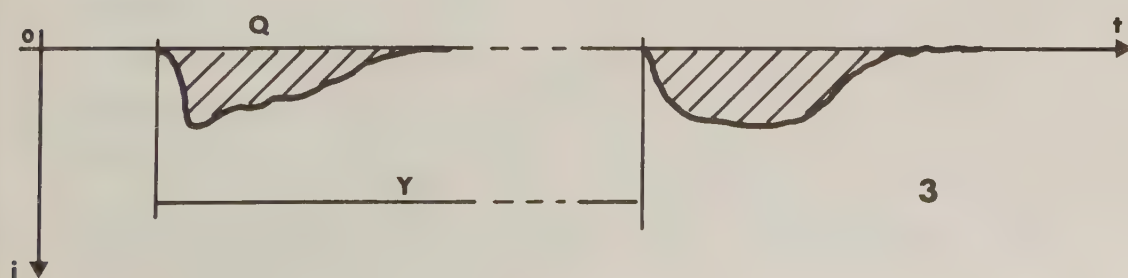
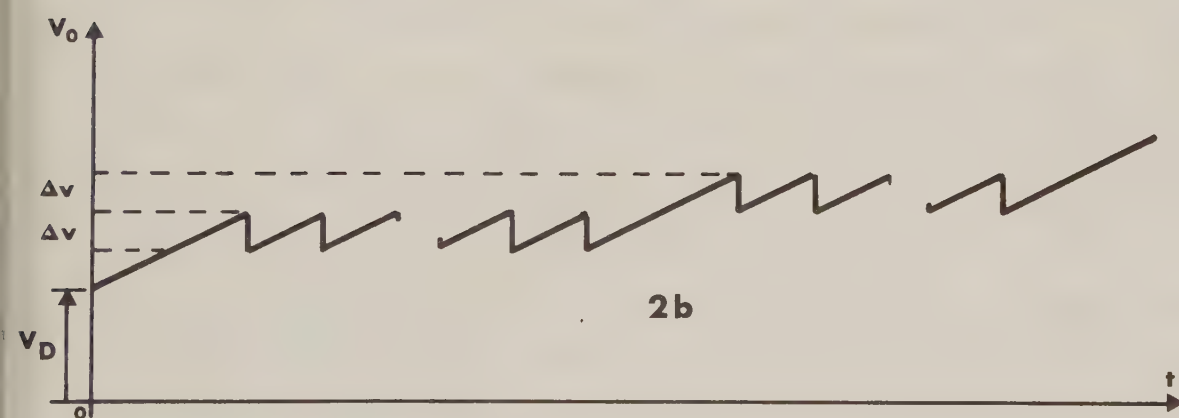
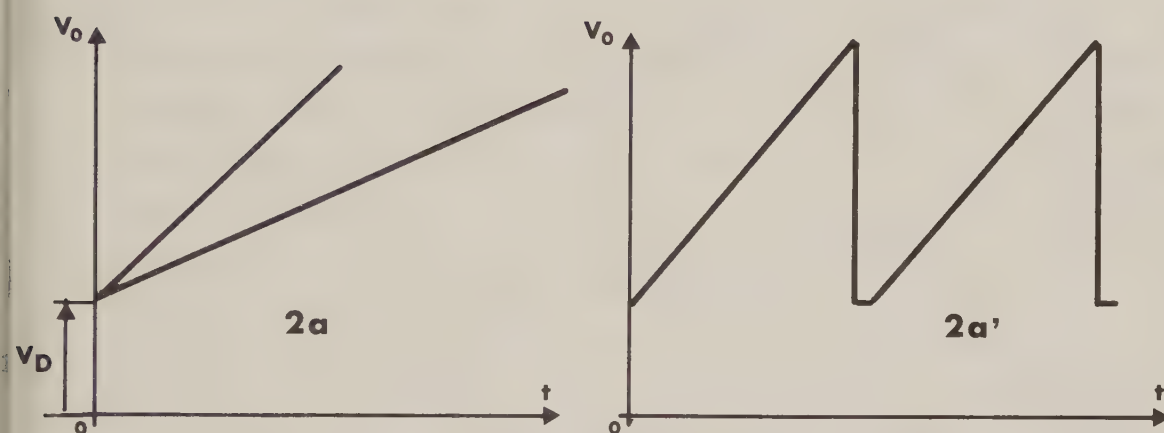
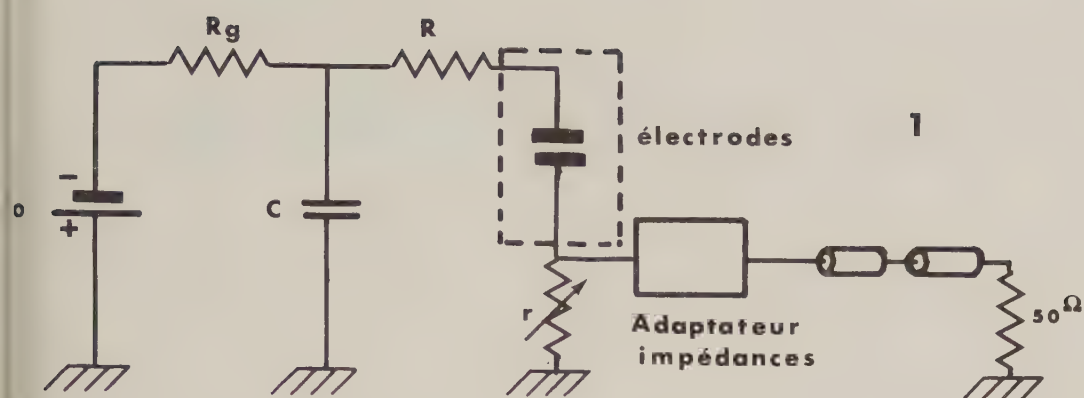
particulier une augmentation de l'amplitude disponible- ce qui fait que sa linéarité s'est trouvée réduite à 1% environ, valeur suffisante cependant pour nos besoins.

Les montées en tension utilisées ont été de deux types, donnés par les fig. 2 a et b. (Dans la suite nous ferons référence aux montées type a et b). Dans chaque cas la pente est réglable de 1 à 64 kV/mm ; un temps mort de 30 secondes est ménagé entre les rampes successives.

a : rampe unique, d'amplitude maximale ; ou a' succession de rampes identiques. La valeur de départ V_D est réglable.

b : succession de rampes répétitives (1 dizaine de fois), d'amplitude ΔV variable (maximum 10kV).

La remise à zéro dans chaque cas peut se faire sur une valeur préréglée ou sur un signal particulier (d'étincelle par exemple).



Deuxième partie : ETUDE DES REGIMES DE MICRODECHARGE

PRINCIPE

Nous avons rappelé dans la première partie les résultats obtenus dans l'étude de la corrélation entre les charges des microdécharges et les intervalles de temps les séparant, résultats qui amenaient à des conclusions essentiellement négatives. Ceci s'explique par la faible valeur de la charge transportée par chaque microdécharge, étouffée très rapidement par la chute de tension aux électrodes ; dans ces conditions il ne peut guère y avoir "conditionnement" à court terme de la surface, car les phénomènes accompagnant le développement de la microdécharge sont fortement réduits.

L'intérêt de tels régimes obtenus avec un générateur à forte résistance interne est la dynamique faible qu'ils nécessitent, et leur fréquence élevée qui permet d'acquérir un grand nombre d'informations en un temps bref. Nous pensons que cela les rend particulièrement intéressants pour l'étude des conditions d'initiation des microdécharges ; mais que pour le reste, il est préférable d'utiliser une résistance de générateur, donc une résistance de protection R (fig 1) faible, sans que toutefois elle permette à l'étincelle de dégénérer en arc. Nous avons pris $R = 10^5$ ohms pour ordre de grandeur ; cette valeur sera justifiée par la suite. Il s'ensuit que les problèmes posés par l'acquisition des données sont un peu plus délicats, car la dynamique nécessaire augmente (grandeurs électriques, intervalles de temps) et la durée des manipulations également.

Nous nous sommes intéressés à l'évolution des variables aléatoires Q , charge d'une microdécharge, et Y , intervalle

de temps séparant deux microdécharges (fig 3) et plus précisément à la recherche d'un lien stochastique entre l'intervalle de temps et la charge de l'une ou l'autre des microdécharges. Pour cela nous relevons simplement les réalisations successives des variables aléatoires Q et Y au cours d'une manipulation, puis nous effectuons divers traitements sur ces données : tracé d'histogrammes, adéquation à des distributions de probabilité connues, calcul de coefficients de corrélation...

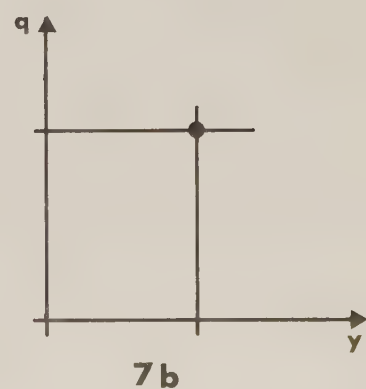
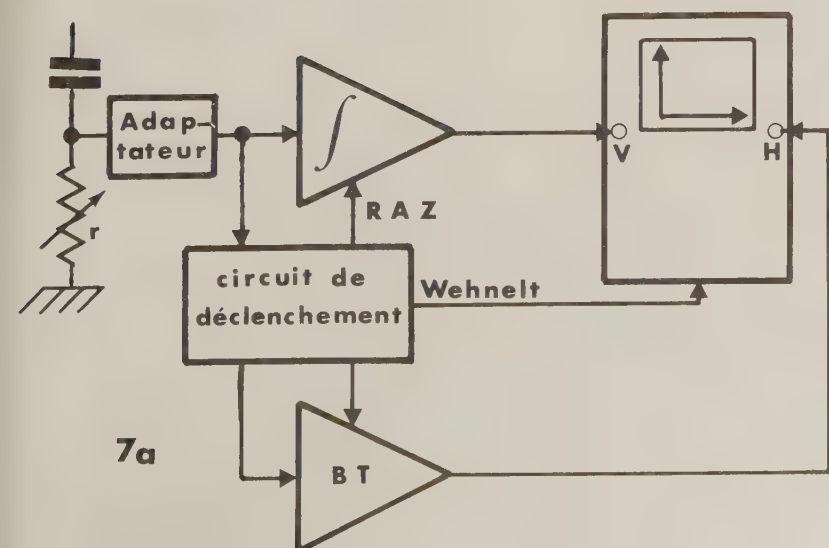
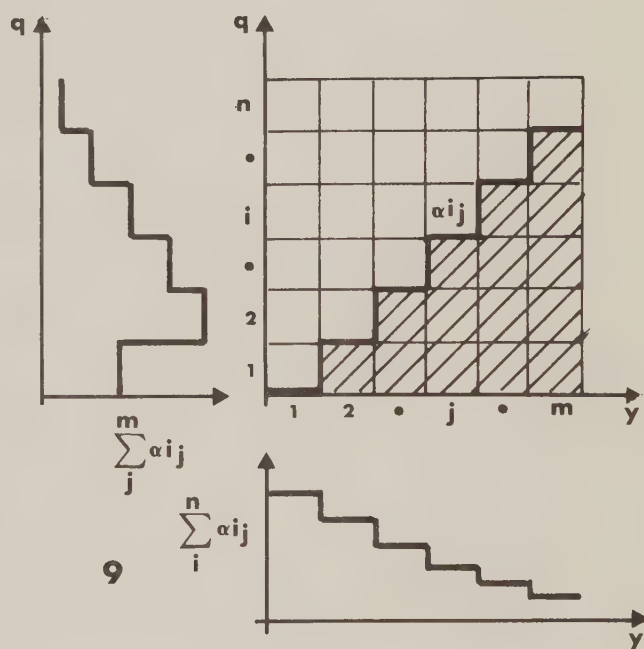
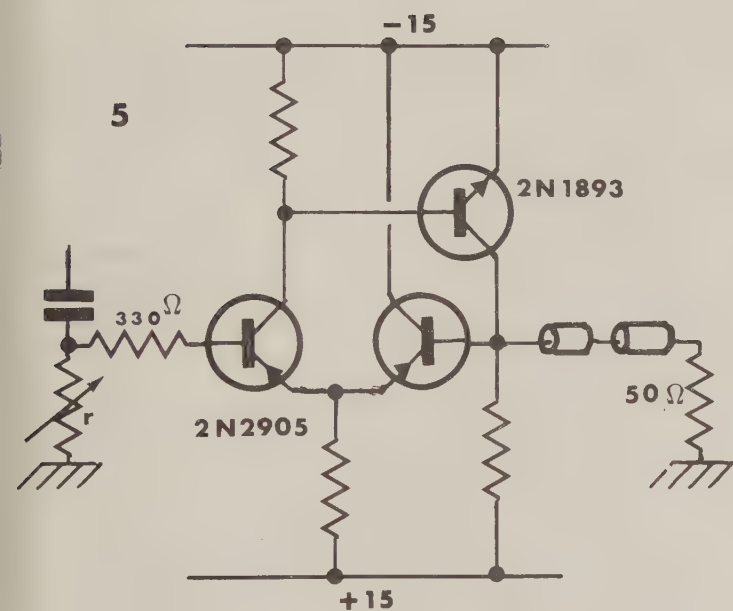
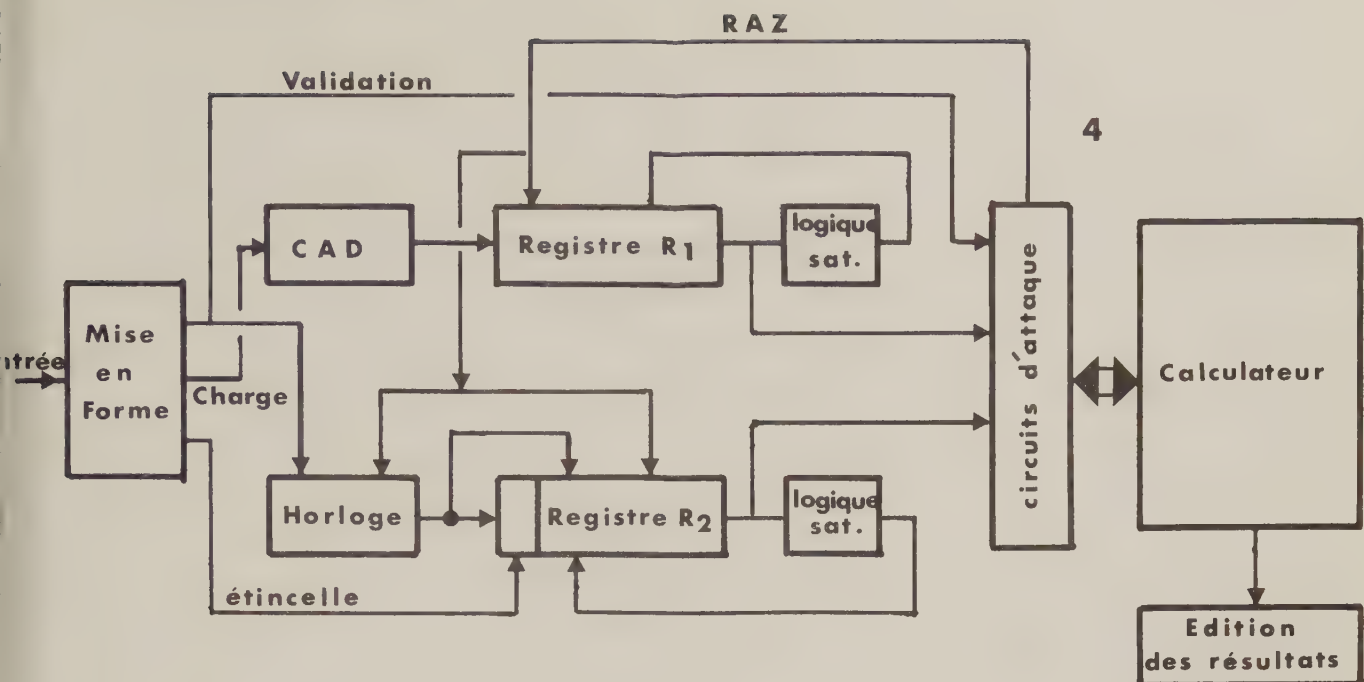
Comme, pendant certaines manipulations, les paramètres des distributions sont susceptibles d'évoluer, les opérations précédentes sont effectuées en limitant le nombre des données prises en considération afin de pouvoir, avec une approximation raisonnable, considérer les phénomènes comme stationnaires pendant les laps de temps successifs ainsi définis.

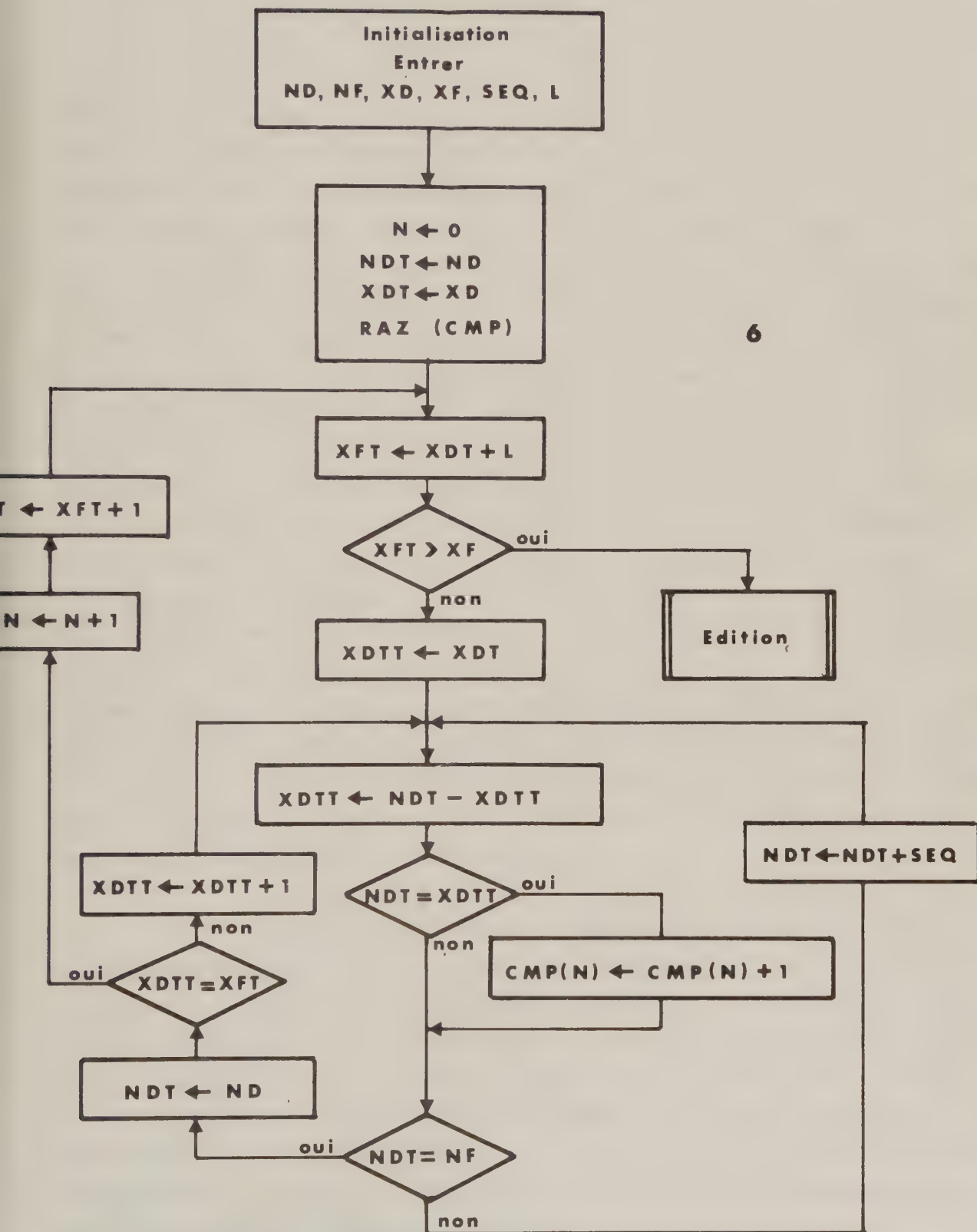
B - APPAREILLAGE

Trois ensembles différents, d'importance inégale, ont été utilisés :

a - Nous nous sommes servi pour l'essentiel du même appareillage "hardware" que celui décrit en (52). Le bloc diagramme en est rappelé par la fig 4. Charges (par l'intermédiaire du convertisseur analogique digital 64 canaux, et du registre R_1) et intervalles de temps (horloge réglable et registre R_2) sont codés et rangés dans des adresses successives de la mémoire.

Les modifications introduites ont surtout concerné l'ensemble de mise en forme. Le calculateur et l'enceinte à vide se trouvant dans deux bâtiments différents, nous avons dû prévoir une liaison analogique par 50 mètres environ de câble 50 ohms. Afin d'éliminer tout problème de bruit à niveau faible, nous avons choisi d'assurer cette transmission avec des signaux de l'ordre du volt sans amplification préalable ; il suffit pour cela d'utiliser une résistance de détection r de l'ordre de





10^3 ohms, variable pour simplifier les problèmes posés par la dynamique. Cette résistance doit être suivie d'un adaptateur d'impédance qui permette d'attaquer le câble 50 ohms dans de bonnes conditions ; s'il n'y a pas de difficulté pour le signal de microdécharge, il n'en est pas de même pour celui d'étincelle, où le courant interélectrode peut atteindre une dizaine d'ampères crête. Nous avons utilisé le circuit de la fig 5, dont l'impédance d'entrée est supérieure à 10^5 ohms, celle de sortie de quelques ohms, et qui supporte des pointes de tension de l'ordre du kilovolt pendant quelques dizaines de nanosecondes.

En ce qui concerne les programmes d'exploitation, nous avons complété la bibliothèque déjà réalisée (35) par un programme de tracé d'histogramme, avec sortie sur table traçante, qui s'adapte à tous les enregistrements que nous avons à effectuer. D'une façon générale, nous aurons à ranger en mémoire, de façon séquentielle, n données homologues ; soit, à partir d'une adresse ND, aux adresses $ND + k \cdot SEQ$ ($0 \leq k \leq n-1$), SEQ étant un paramètre fonction du nombre de données ; il est simplement égal à deux si l'on alterne charge et intervalle de temps. L'organigramme adopté est donné par la fig 6. En introduisant les paramètres XD et XF, valeur maximale et minimale à prendre en compte pour les données étudiées, ainsi que la largeur L choisie pour le canal, on peut examiner rapidement la forme des histogrammes suivant le choix des classes, séparer les composantes diverses, dilater à volonté une zone particulière, et déterminer les enregistrements qui proviennent de régimes que l'on peut considérer comme stationnaires.

b - Lors des montées en tension de type b, la fréquence des microdécharges est particulièrement faible et une manipulation s'étend sur toute une journée. Afin d'éviter de bloquer aussi longtemps le calculateur, nous avons quelquefois réalisé des enregistrements à l'aide d'un simple galvanomètre enregistreur, monté en intégrateur directement sur la résistance de détection. Cela n'est possible que si, grâce aux enregistrements précédents, on a pu s'assurer dans des conditions données que le temps minimum séparant les microdécharges est de l'ordre de quelques secondes. Cependant, même si le débit d'information

est compatible avec un tel enregistrement analogique, la nécessité d'un décomptage manuel des résultats rend la solution du calculateur préférable.

c - Pour réaliser des observations qualitatives rapides de la corrélation temps-charge, nous avons également réalisé un circuit dont le schéma de principe est donné par la fig 7a.

L'entrée verticale d'un oscilloscope (Tektronix 564) est attaquée par un signal proportionnel à la charge électrique transportée par la microdécharge, l'entrée horizontale par un signal proportionnel à l'intervalle de temps la séparant de la précédente. Le whenelt n'étant validé que pendant un bref instant, nous obtenons un point lumineux dont les coordonnées sont les réalisations de Y et Q (7b). Nous avons pris quelques photographies des nuages de points ainsi obtenus.

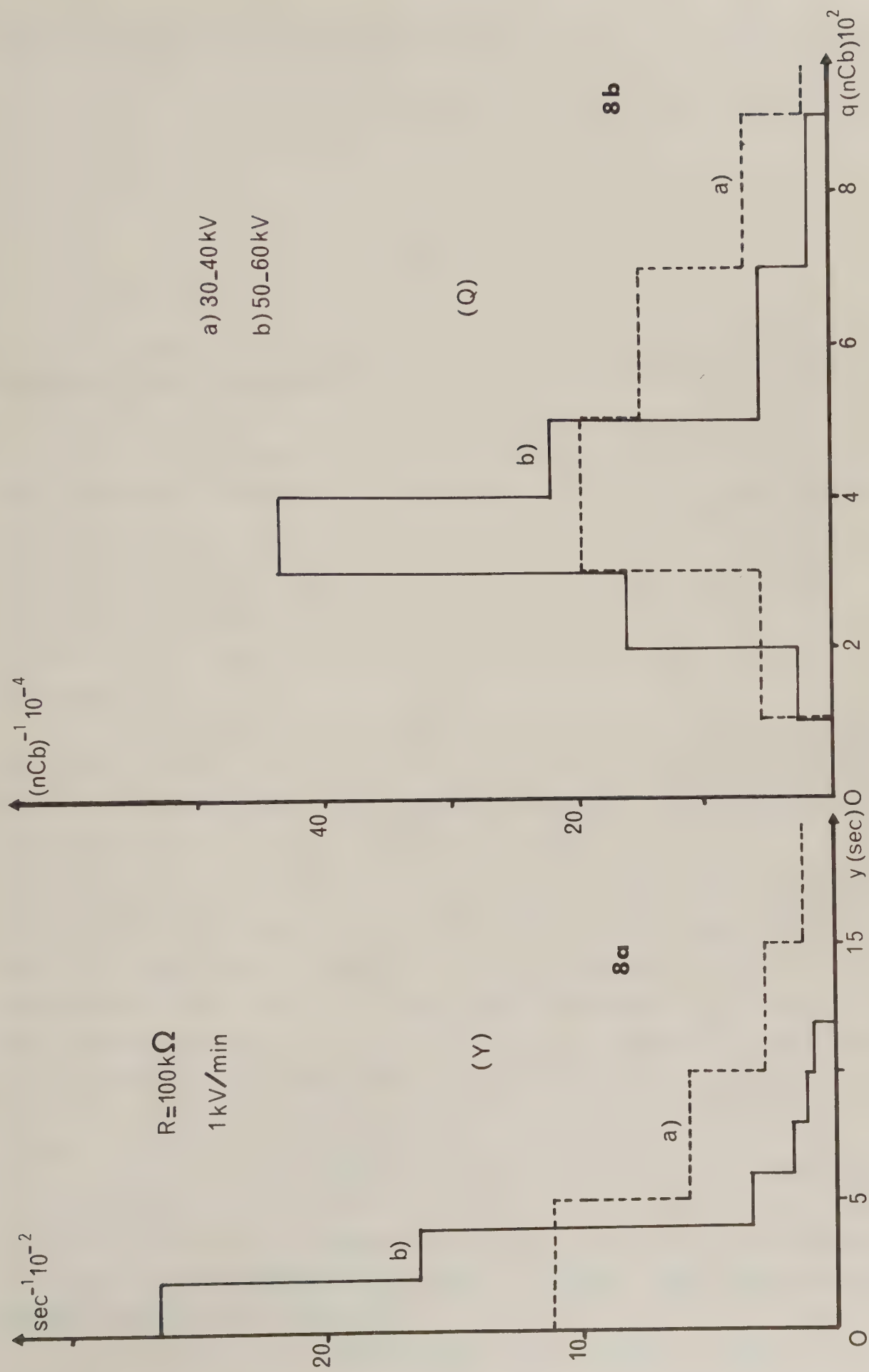
C - RESULTATS

De nombreuses manipulations ont été effectuées dans différentes conditions de montée en tension, ainsi qu'à tension constante après une montée de type donné.

1 - Histogrammes à une dimension - Etablissement d'un modèle de loi de probabilité à deux dimensions :

Nous avons tracé les histogrammes respectifs des variables Q et Y, et étudié leur évolution suivant les conditions expérimentales. Les fig 8a et 8b en donnent un exemple, obtenu au cours d'une montée lente en tension de type a(1kV/mn), en utilisant des électrodes fraîchement polies.

Les tests d'adéquation du chi deux, pratiqués sur les valeurs observées, nous ont conduit à admettre d'une façon générale qu'en régime stationnaire, l'intervalle de temps Y entre deux microdécharges obéit à une loi exponentielle, et la charge Q des microdécharges à une loi gamma. Elles admettent les



densités de probabilité respectives :

$$g(y) = \frac{1}{T} e^{-\frac{y}{T}}$$

$$h(q) = \frac{a^l e^{-aq} q^{l-1}}{\Gamma(l)}$$

Les paramètres a , l , T de ces lois sont à estimer lors de chaque expérience.

On constate sur les histogrammes que la moyenne T de Y décroît lorsque la tension augmente : la fréquence des microdécharges augmente. Ce résultat rejoint celui obtenu avec une résistance R très élevée (120 mégohms)(10), bien que la fréquence moyenne reste plus faible. Par contre, on note que les charges transportées sont beaucoup plus importantes, et ne restent pas alors constantes : la moyenne l/a et la variance l/a^2 diminuent et tendent vers une limite quand la tension croît.

Cependant, plutôt que d'étudier l'évolution de Y et Q de façon indépendante, en fonction des conditions expérimentales, il est préférable de l'englober dans une étude plus générale du couple (charge, intervalle de temps). Celui-ci peut s'envisager de deux façons, selon que l'on associe à une charge l'intervalle de temps qui la sépare de la précédente ou de la suivante ; nous considérerons en conséquence deux lois conjointes, $\gamma(y, q) = \gamma_1$ et $\gamma(q, y) = \gamma_2$, qui admettront toutes deux les mêmes lois marginales $g(y)$ et $h(q)$ indiquées précédemment. Dans le cas où les variables aléatoires Y et Q seraient indépendantes, c'est-à-dire si :

- la charge d'une microdécharge n'était pas fonction du temps la séparant de la précédente,
- le temps "d'incubation" d'une microdécharge n'était pas fonction de la charge de la microdécharge précédente, les lois conjointes γ_1 et γ_2 seraient identiques et égales au produit $g(y).h(q)$; les lignes de régression seraient alors des droites parallèles aux axes q et y .

Or, si l'on étudie divers histogrammes obtenus pour

le couple (Y,Q) et le couple (Q,Y), on constate que certains d'entre eux, mis sous forme de nuages de points, présentent une allure donnée par la fig 9, où a_{ij} représente le nombre de microdécharges entrant dans les classes q_i et y_j : il existe une zone angulaire (définie par $\text{arc tg } \beta$) où $a_{ij} = 0$. Ceci nous a conduits à rechercher un modèle de loi conjointe en bon accord avec ces résultats expérimentaux, et qui permette de rendre compte aisément de leur évolution.

Ce travail, qui a été effectué dans le cas général où les lois marginales sont toutes deux des lois gamma (la loi exponentielle en étant un cas particulier), a fait l'objet d'un travail théorique (53) ; nous nous bornerons à en énoncer les résultats, en les adaptant aux variables Q, Y qui nous intéressent ici.

Théorème :

- La fonction complexe définie sur R^2 par

$$\varphi_{Y,Q}(u,v) = \frac{1}{(1 - \frac{iv}{a_2})^{l_2}} \cdot \left(\frac{1 - \frac{i\beta v}{a_1}}{1 - \frac{i(u + \beta v)}{a_1}} \right)^{l_I}$$

est, pour $a_1, a_2 > 0$ (lorsque $l_I \leq 0$ et $l_2 \geq 0$) et pour $0 < a_2 \leq \frac{a_1}{\beta}$ (lorsque $0 < l_I \leq l_2$), la fonction caractéristique d'un couple de variables aléatoires (Y,Q) de loi indéfiniment divisible, admettant une densité de probabilité conjointe :

$$\gamma(y,q) = \frac{\beta (a_2)^{l_2} (\beta y)^{l_I - I} (q - \beta y)^{l_2 - l_I - I} e^{-a_2 q/\beta}}{\Gamma(l_I) \Gamma(l_2 - l_I)} .$$

$${}_1F_1 \left(l_2, l_2 - l_I, \left(\frac{a_1}{\beta} - a_2 \right) (q - \beta y) \right) U(q - \beta y) U(y)$$

où $U(y)$ est la fonction échelon unité, ${}_1F_1$ la fonction hypergéométrique confluyente. Les variables aléatoires $Q - \beta Y$ et Y sont indépendantes. Les lois marginales sont des lois gamma de paramètres (a_1, l_I) pour Y et (a_2, l_2) pour Q.

- La loi de variable aléatoire $Q/Y=y$ admet une densité de probabilité :

$$h_1 (Q/Y=y) = k_{\frac{a_1}{\beta}, a_2, l_I, l_2} (q - \beta y) U(y)$$

où la fonction k est donnée par :

$$k_{a_1, a_2, l_I, l_2}(y) = \frac{(a_2)^{l_2}}{(a_1)^{l_I}} \frac{y^{l_2-l_I-1} e^{-a_1 y}}{\Gamma(l_2 - l_I)} \cdot {}_1F_1(l_2, l_2-l_I, (a_1-a_2)y) U(y)$$

- La ligne de régression de Q en Y est une droite d'équation:

$$m_Q(y) = \beta \left(y - \frac{l_I}{a_1} \right) + \frac{l_2}{a_2}$$

- Le coefficient de corrélation est égal à $\beta \frac{a_2}{a_1} \sqrt{\frac{l_I}{l_2}}$

De plus, si l'on a $a_1 = a_2 \beta$:

- La loi de la variable aléatoire $Y/Q=q$ est une loi de densité :

$$g_1 (y/Q=q) = \frac{\frac{a_1}{a_2 q} \left(\frac{a_1 y}{a_2 q} \right)^{l_I-1} \left(1 - \frac{a_1 y}{a_2 q} \right)^{l_2-l_I-1}}{B(l_I, l_2 - l_I)} \cdot U(y) U\left(q - \frac{a_1}{a_2} y\right)$$

- Les variables $\frac{a_1 Y}{a_2 Q}$ et Q sont indépendantes

- La ligne de régression de Y en Q est une droite d'équation:

$$m_Y(q) = \frac{a_2 l_I}{a_1 l_2} q$$

Cela signifie que l'on dispose d'un modèle de loi à deux dimensions dont les lois marginales sont des lois gamma, et où un

paramètre supplémentaire β , fonction du coefficient de corrélation, délimite une zone angulaire (donnée par $\text{arc tg } \beta$) où la densité de probabilité est nulle. L'une des lignes de régression de ce modèle est une droite, parallèle à la direction définie par $\text{arc tg } \beta$; l'autre est également une droite dans un cas particulier. Le fait que les variables aléatoires $Q - \beta Y$ et Y soient indépendantes indique que l'on peut écrire $Q = \beta Y + \epsilon$, où ϵ est une variable aléatoire de moyenne $m_\epsilon = m_Q - \beta m_Y$. Enfin, si les deux variables aléatoires Y et Q sont indépendantes l'une de l'autre, on a $\beta = 0$ et on retrouve une loi conjointe qui est le produit des lois marginales $g(y)$ et $h(q)$.

En utilisant les formules classiques, nous avons estimé les paramètres a_1 ($= \frac{1}{T}$) pour $g(y)$, a_2 et l_2 pour $h(q)$, ainsi que les coefficients de corrélation ρ_1 et ρ_2 pour γ_1 et γ_2 , selon que pour un même enregistrement on associe à une charge le temps qui la sépare de la précédente ou de la suivante.

Pour juger de la valeur de notre modèle théorique à deux dimensions, il est difficile d'utiliser un test d'adéquation comme nous l'avons fait pour les lois marginales, qui sont beaucoup plus simples. Nous avons considéré que nous avions là une bonne représentation des résultats expérimentaux, en nous basant sur les points suivants (outre qu'il y a évidemment adéquation pour les lois marginales) :

- Il y a une bonne correspondance entre la zone angulaire ($\beta = 0$) définie par le paramètre bêta du modèle, et la zone expérimentale ; de même pour les lignes de régression.

- Les tests d'indépendance des variables Q et $Q - \beta Y$ (indépendance qui caractérise le modèle), pratiqués sur les valeurs observées, se sont révélés positifs.

C'est en conséquence le modèle que nous allons utiliser par la suite. Les illustrations que nous allons donner des lois de probabilité à deux dimensions ont été obtenues en calculant sur ordinateur des coupes à $q = \text{constante}$ et à $y = \text{constante}$ des surfaces $\text{gamma}_1(y, q)$ et $\text{gamma}_2(q, y)$, et en les présentant ensuite en perspective. Ces différentes coupes constituent, à un coefficient de normalisation près, une représentation des lois conditionnelles $Q/Y=y$ et $Y/Q=q$. (Celles qui possèdent une signification physique sont tracées en traits forts).

Les valeurs numériques que nous avons utilisées pour les paramètres a , l , ρ correspondent à des valeurs estimées typiques.

2 - Evolution des lois de probabilité à deux dimensions γ_1 et γ_2 :

a - Loi γ_1 (y, q). (Relation stochastique entre le temps séparant une microdécharge de la précédente et sa propre charge).

Avec des électrodes fraîchement polies, l'application de la tension en montée lente (1 kV/mn) de type a conduit à un régime, vers 40-50 kV, illustré par la fig 10a. La moyenne m_Q des charges (0,4 μCb), celle m_Y des intervalles de temps (10 s) sont relativement élevées et du même ordre que celui qu'indiquaient les histogrammes précédents qui reflétaient les lois marginales en Y et Q. La ligne de régression de Q en Y (lieu des moyennes de la variable aléatoire Q conditionnellement au fait que la variable aléatoire Y a la valeur y, lorsque y varie) est la droite indiquée $m_Q(y)$; elle passe par m_Q , m_Y , et est de pente $\beta = 15 \text{ nCb/s}$. L'ordonnée à l'origine correspond à 250 nCb. Cette valeur $\beta = 15$ correspond à un coefficient de corrélation ρ élevé : 0,6.

Nous avons tracé pour rendre la comparaison plus aisée, la distribution de probabilité obtenue pour $\beta = 0$ avec des lois marginales identiques (fig 11) ; la moyenne $m_Q(y)$ est alors égale à la constante m_Q .

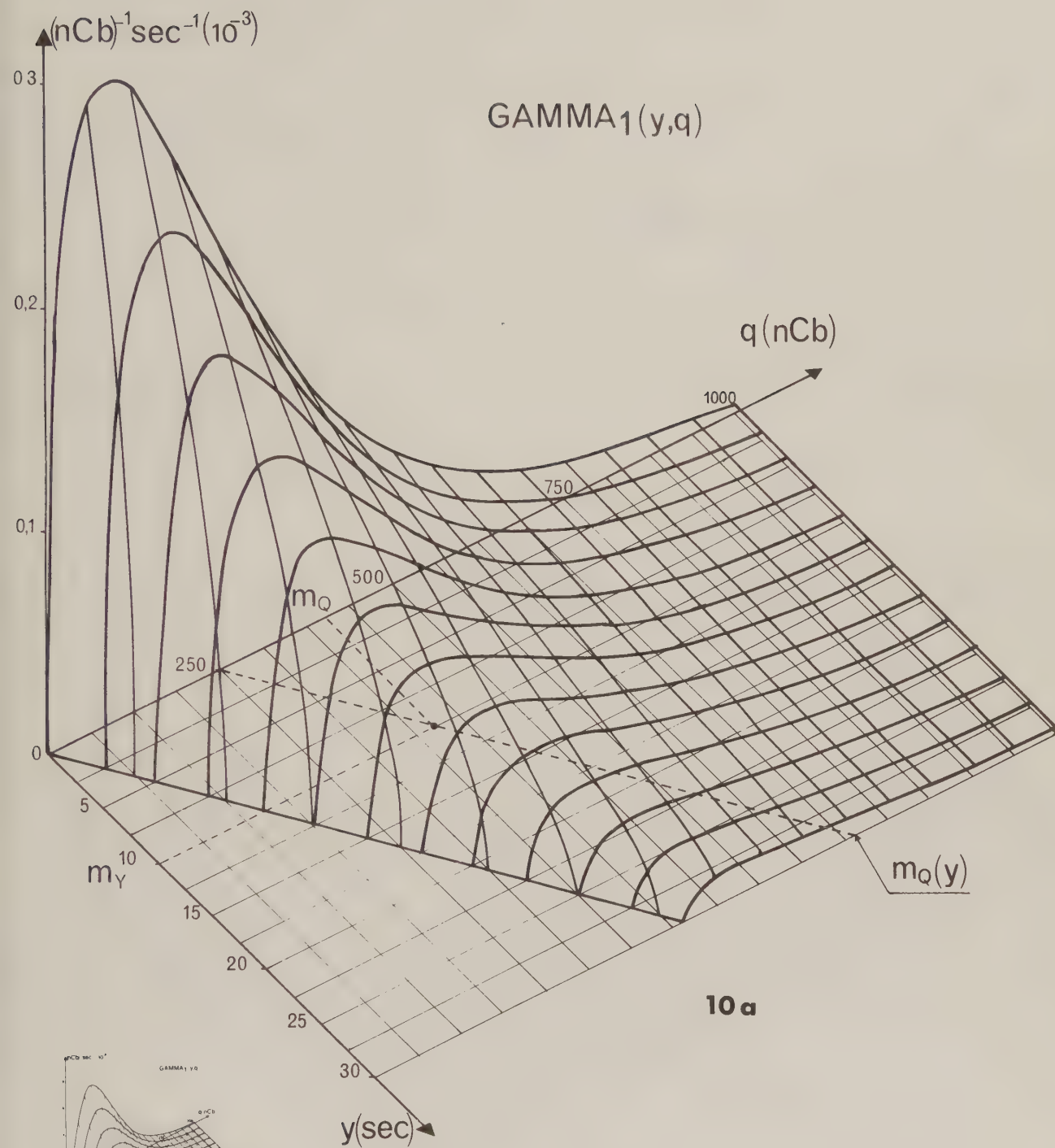
La tension continuant à croître, nous vérifions que la fréquence des microdécharges s'accroît tandis que la charge diminue progressivement (régime rapide) ; le courant moyen par contre m_Q/m_Y évolue peu. Nous avons constaté qu'il en était de même du paramètre β : la ligne de régression $m_Q(y)$ glisse vers l'origine en conservant sensiblement sa pente. La fig 12 indique ce que l'on obtient pour γ_1 vers 70 kV, avec des échelles en q et y dilatées d'un facteur 5. La fig 10b est par contre à la même échelle que 10a -sauf en ce qui concerne l'axe γ - et permet de juger de l'évolution du régime. ($r\delta = 0,5$; $\beta = 10 \text{ nCb/s}$; $m_Q = 80 \text{ nCb}$; $m_Y = 2 \text{ s}$).

Les résultats précédents ont été obtenus au cours d'une montée ininterrompue en tension. Si par contre, avec des électrodes fraîchement polies, nous effectuons une montée lente de type b (1kV/mn également, avec un temps mort entre petites rampes successives de 30 s, et $\Delta V = 10\text{kV}$ par exemple), nous constatons qu'il est possible de rester dans un régime lent, où m_Q , m_Y et β restent du même ordre, avec une tendance pour les deux premiers paramètres à augmenter avec la tension moyenne : nous avons ainsi observé des microdécharges transportant des charges importantes à fréquence faible, jusqu'à 80kV , avec une distribution de probabilité γ_1 semblable à celle qu'illustre la fig 10a.

En effectuant des montées de type a à différentes vitesses, jusqu'à des valeurs bien plus faibles que 1kV/mn , nous avons toujours observé l'accélération progressive du régime avec la tension. C'est donc que la différence réside dans l'existence d'un "temps de récupération", où la tension appliquée est inférieure à la tension seuil du moment ; ce temps peut s'évaluer à plusieurs minutes au minimum puisque, compte tenu du conditionnement, les microdécharges ne réapparaissent que pour des valeurs de tension de plus en plus élevées au cours des petites rampes successives d'amplitude ΔV .

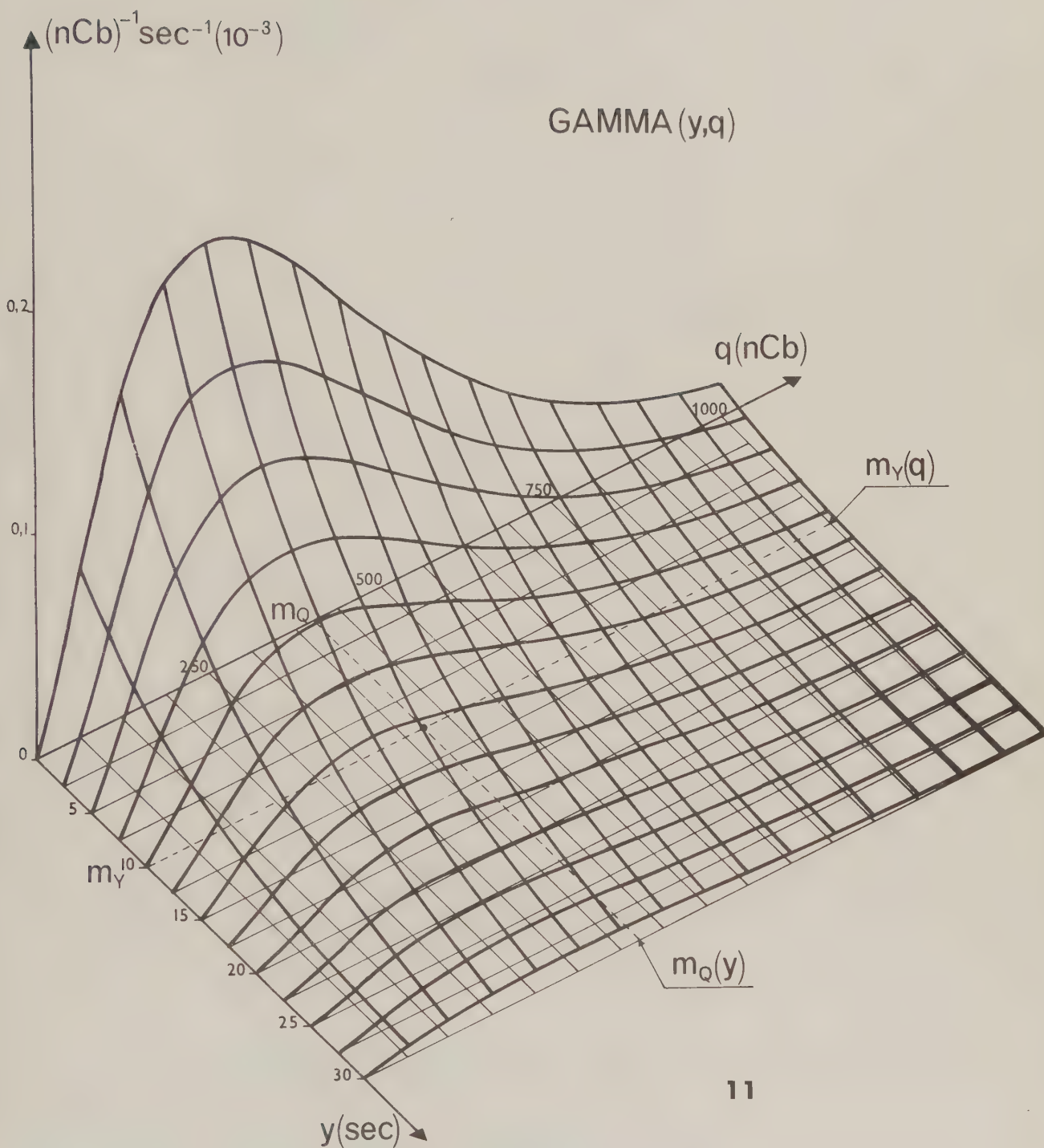
On ne doit pas oublier que tous les résultats précédents ont été obtenus avec une tension qui croissait linéairement ; on doit se demander si l'influence sur la charge d'une microdécharge, du temps qui la sépare de la précédente (influence qui se traduit par la valeur non nulle de β), n'est pas due à l'augmentation de tension plutôt qu'au facteur temps. Nous avons pour éclaircir ce point effectué deux sortes de manipulations :

- en régime rapide à tension élevée, si nous augmentons la pente de la rampe de tension, nous constatons que β augmente, de même que le courant moyen ; il est toutefois difficile de préciser davantage. Si par contre nous maintenons la tension constante, β devient très faible. Ceci est illustré qualitativement par les photographies A, B, C de la Planche 1, prises à l'aide du circuit de la fig 7a ; le nombre de points a été limité dans chaque nuage pour que les clichés restent clairs.



$$\begin{aligned} m_Y &= 10 \text{ sec} \\ m_Q &= 400 nC_b \\ \sigma_Q &= 250 nC_b \\ \rho &= 0,6 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,1 \\ a_2 &= 0,0064 \\ l_2 &= 2,56 \\ \beta &= 15 \end{aligned}$$

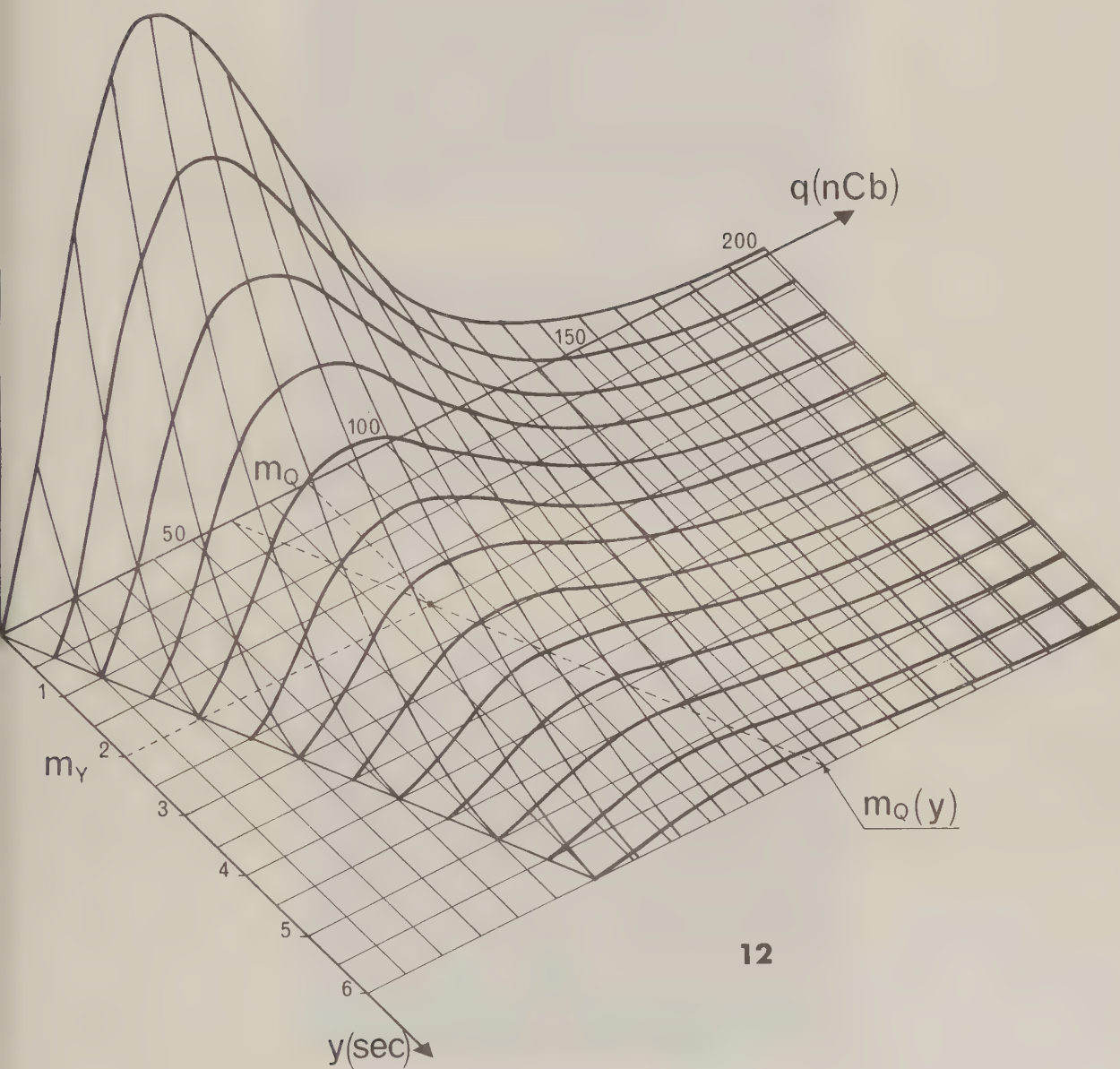


$$\begin{aligned}
 m_Y &= 10 \text{ sec} \\
 m_Q &= 400 \text{ nCb} \\
 \sigma_Q &= 250 \text{ nCb} \\
 \rho &= 0
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 a_1 &= 0,1 \\
 a_2 &= 0,0064 \\
 l_2 &= 2,56 \\
 \beta &= 0
 \end{aligned}$$

$(nC_b)^{-1} \text{sec}^{-1} (10^{-3})$

$\text{GAMMA}_1(y, q)$

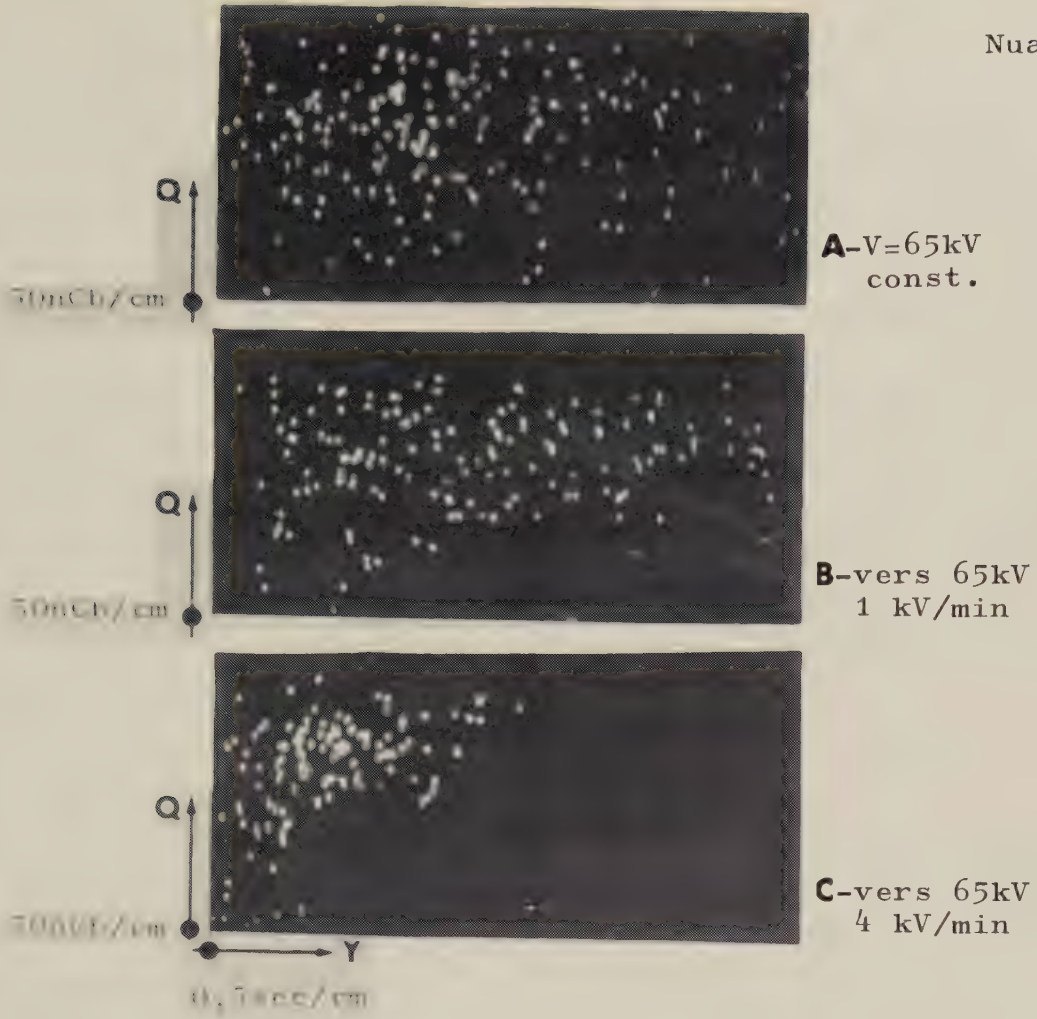


12

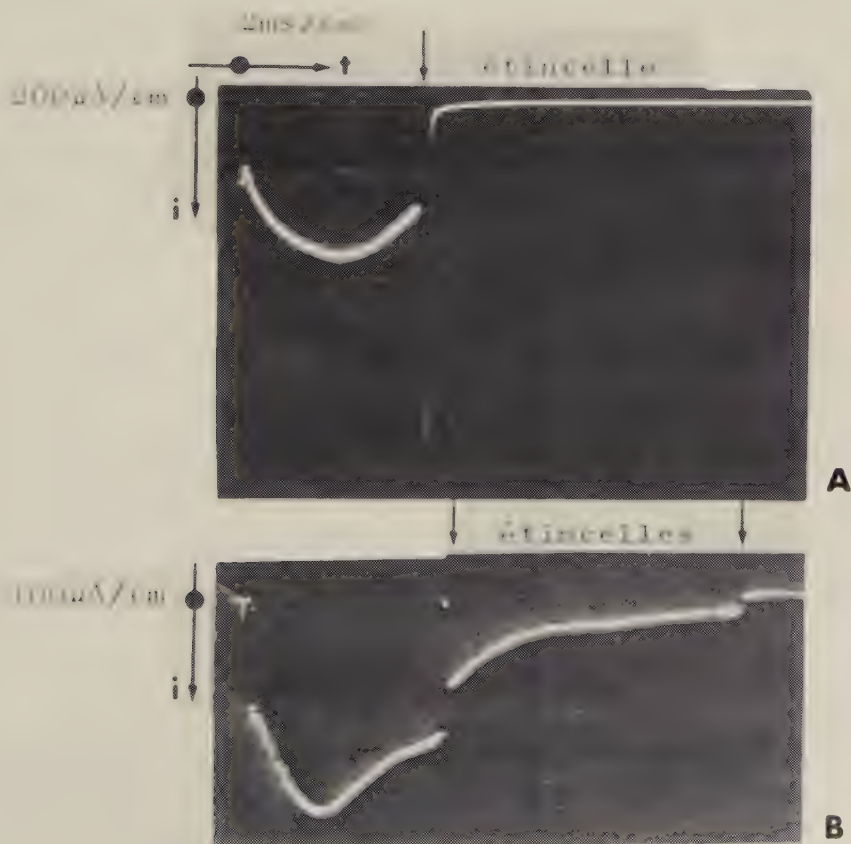
$m_Y = 2 \text{ sec}$
 $m_Q = 80 nCb$
 $\sigma_Q = 40 nCb$
 $\rho = 0,5$

$a_1 = 0,5$
 $a_2 = 0,05$
 $l_2 = 4$
 $\beta = 10$

Nuages Y,Q



Microdécharges
et
étincelles



- il n'est guère possible d'augmenter la pente de la rampe de tension en restant en régime lent. Toutefois, si nous nous plaçons à tension constante, nous constatons que la corrélation devient nettement plus faible. Ceci est illustré par la fig 13 ($r\delta = 0,2$; $\beta = 2 \text{ nCb/s}$). La fréquence moyenne dans un tel régime est plus faible ($m_Y = 15 \text{ s}$), ainsi que la charge transportée ($m_Q = 300 \text{ nCb}$), que précédemment. Ce qui précède nous montre que c'est en réalité l'accroissement de tension qui est le facteur déterminant pour β , pente de la ligne de régression de Q en Y , ou plutôt donc de Q en δV , où δV est la variable aléatoire, "accroissement de tension depuis la microdécharge précédente".

Nous pouvons tirer les conclusions suivantes de l'étude de la loi $\gamma_1(y, q)$:

- Influence du temps sur la charge

La charge transportée par une microdécharge n'est pratiquement pas fonction du temps qui la sépare de la précédente lorsque ce temps est de l'ordre de la seconde. Ceci étend à des charges plus importantes (quelques centaines de nanocoulombs, au lieu d'une dizaine) les résultats obtenus en (10). Par contre, un temps plus long (de l'ordre de quelques minutes au minimum) se traduit par une augmentation de la charge moyenne (la valeur de l'ordonnée à l'origine de la droite de régression est sensiblement constante). Il s'agit bien là de l'influence du temps car le même comportement s'observe si la tension est ramenée à zéro entre chaque rampe d'amplitude ΔV .

- Influence de l'accroissement de tension, sur la charge

La charge transportée par une microdécharge comporte une composante qui croît avec l'augmentation de tension depuis la précédente microdécharge (ordre de grandeur : quelques nanocoulombs par volt ; l'augmentation moyenne de tension observée pour l'initiation d'une microdécharge est de l'ordre de la centaine de volts).

b - Loi $\gamma_2(q, y)$. (Relation stochastique entre la charge d'une microdécharge, et le temps la séparant de la suivante).

L'étude de $\gamma_2(q, y)$ s'effectue en utilisant les

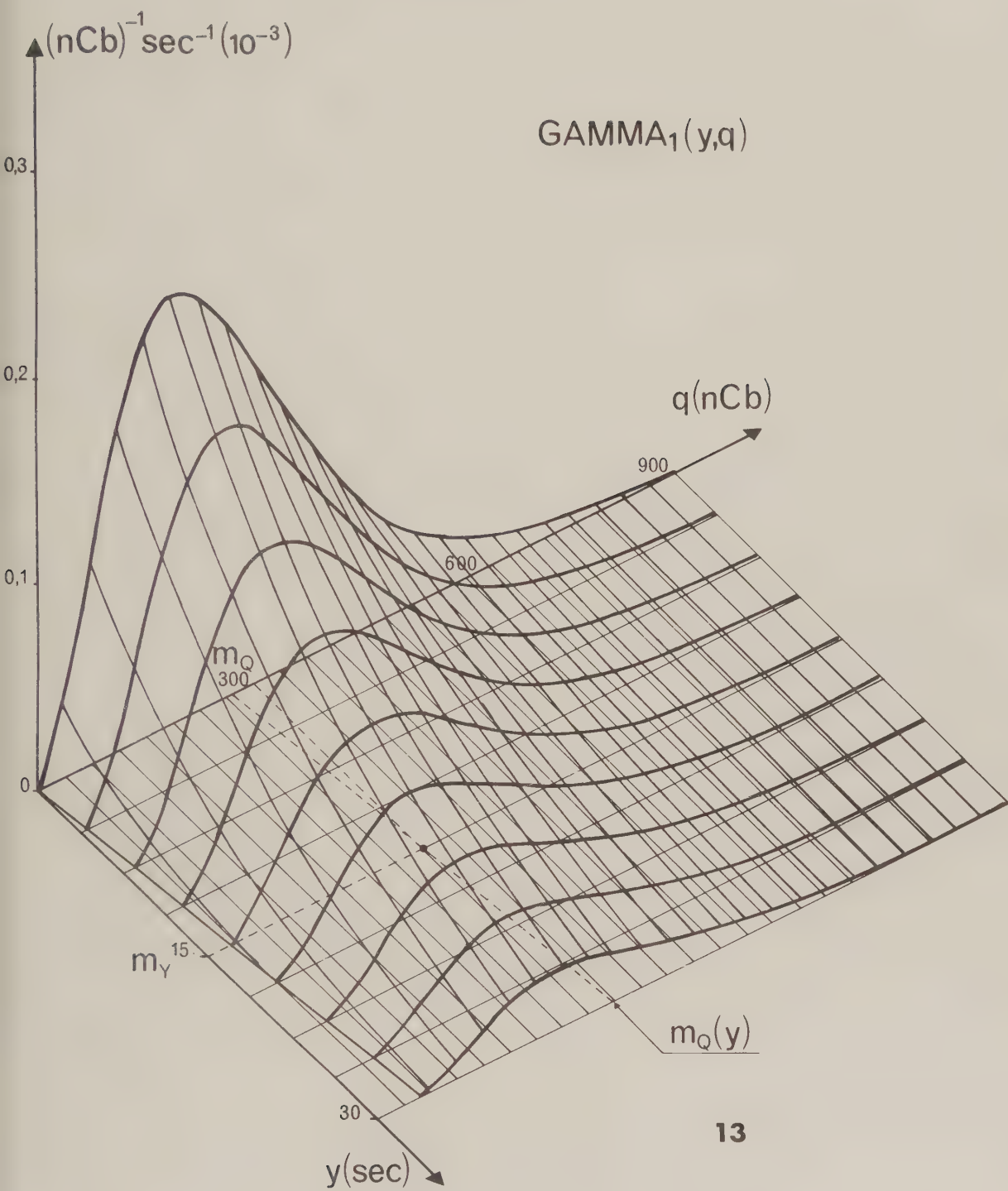
mêmes enregistrements que précédemment ; les lois marginales sont identiques (mise à part une différence minime due aux valeurs extrêmes), mais les couples q , y , sont constitués différemment, en associant à une charge le temps qui la sépare de la microdécharge suivante et non plus de la précédente ; seuls différent, de tous les paramètres, $r\delta$ et β .

La ligne de régression qui nous intéresse est celle de Y en Q , soit $m_Q(y)$; avec notre modèle, ce n'est une droite que dans un cas particulier, mais il est possible de déterminer son allure générale.

Avec des électrodes fraîchement polies, l'application de la tension en rampe de type a (1kV/mn) donne vers 40-50 kV un régime illustré par la fig 14 (homologue de la fig 10a). La corrélation est plus faible que pour γ_1 mais est nette ($r\delta = 0,3$; $\beta = 7,5$ nCb/s) ; la ligne de régression $m_Y(q)$ indique qu'en moyenne, le temps croît avec la charge. Si nous effectuons une montée de type b, en conservant un régime lent, nous constatons que γ_2 , tout comme γ_1 , varie peu.

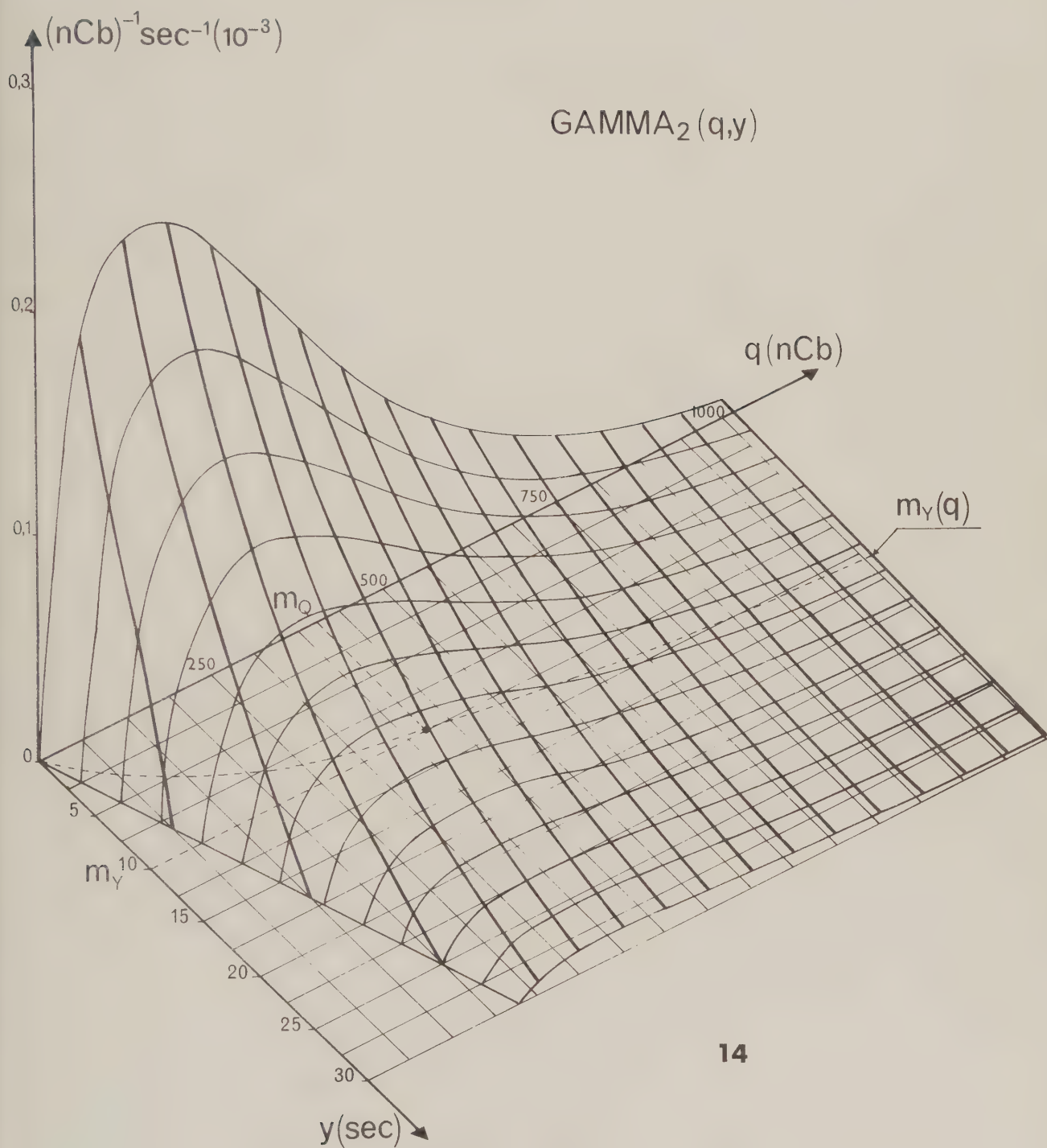
En régime rapide, à tension élevée, nous obtenons la fig 15, homologue de la fig 12. La corrélation, cette fois, est pratiquement nulle ($r\delta = 0,01$; $\beta = 0,2$ nCb/s). La ligne de régression s'approche de la droite passant par (m_Y, m_Q) , parallèle à l'axe q , qui caractérise l'indépendance.

Nous avons cherché de même que précédemment à distinguer le cas où la tension est constante, et celui où elle croît lentement ; or nous avons constaté (fig 16, homologue de la fig 13) qu'il n'y a pas d'influence semblable à celle observée pour γ_1 : la valeur de β reste pratiquement du même ordre (5 au lieu de 7,5), indiquant que c'est la charge mise en jeu dans une microdécharge qui influe sur le temps nécessaire à l'initiation de la suivante. Cette influence diminue avec la charge (passage de la fig 14 à la fig 15), et est pratiquement nulle pour des charges moyennes de l'ordre de 100 nanocoulombs. Nous rejoignons là les résultats obtenus en (10) pour une charge moyenne de 10 nanocoulombs environ. On note cependant qu'à tension constante (fig 16) la ligne de régression est pratiquement une droite passant par l'origine ; alors qu'à tension croissante (fig 14), elle s'infléchit pour tendre vers une droite parallèle à l'axe q . L'aspect des lois conditionnelles $Y/Q=q$



13

$m_Y = 15 \text{ sec}$	$a_1 = 0,067$
$m_Q = 300 \text{ nCb}$	$a_2 = 0,013$
$\sigma_Q = 150 \text{ nCb}$	$l_2 = 4$
$\rho = 0,2$	$\beta = 2$

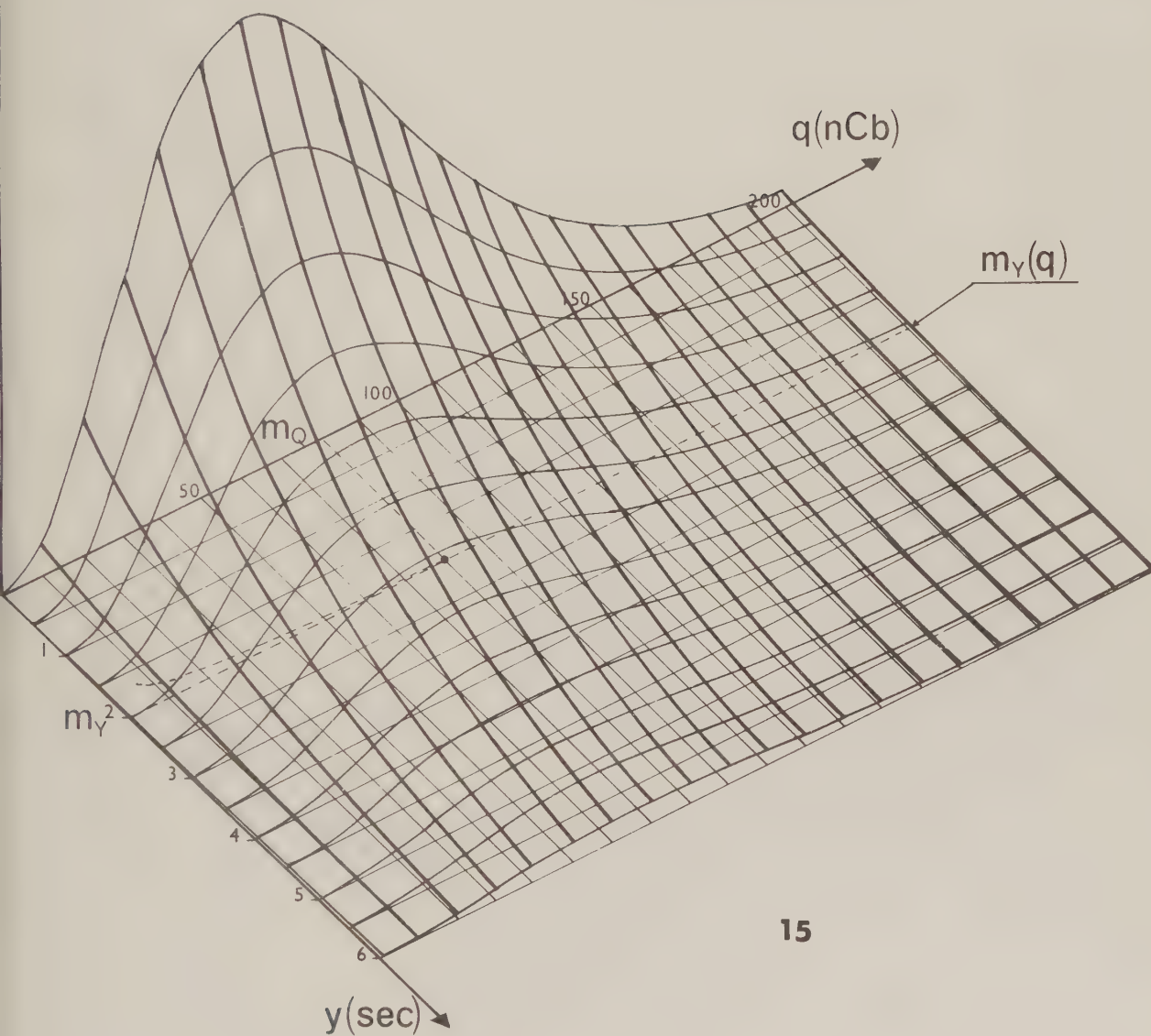


14

$m_Y = 10 \text{ sec}$	$a_1 = 0,1$
$m_Q = 400 \text{ nCb}$	$a_2 = 0,064$
$\sigma_Q = 250 \text{ nCb}$	$l_2 = 2,56$
$\rho = 0,3$	$\beta = 7,5$

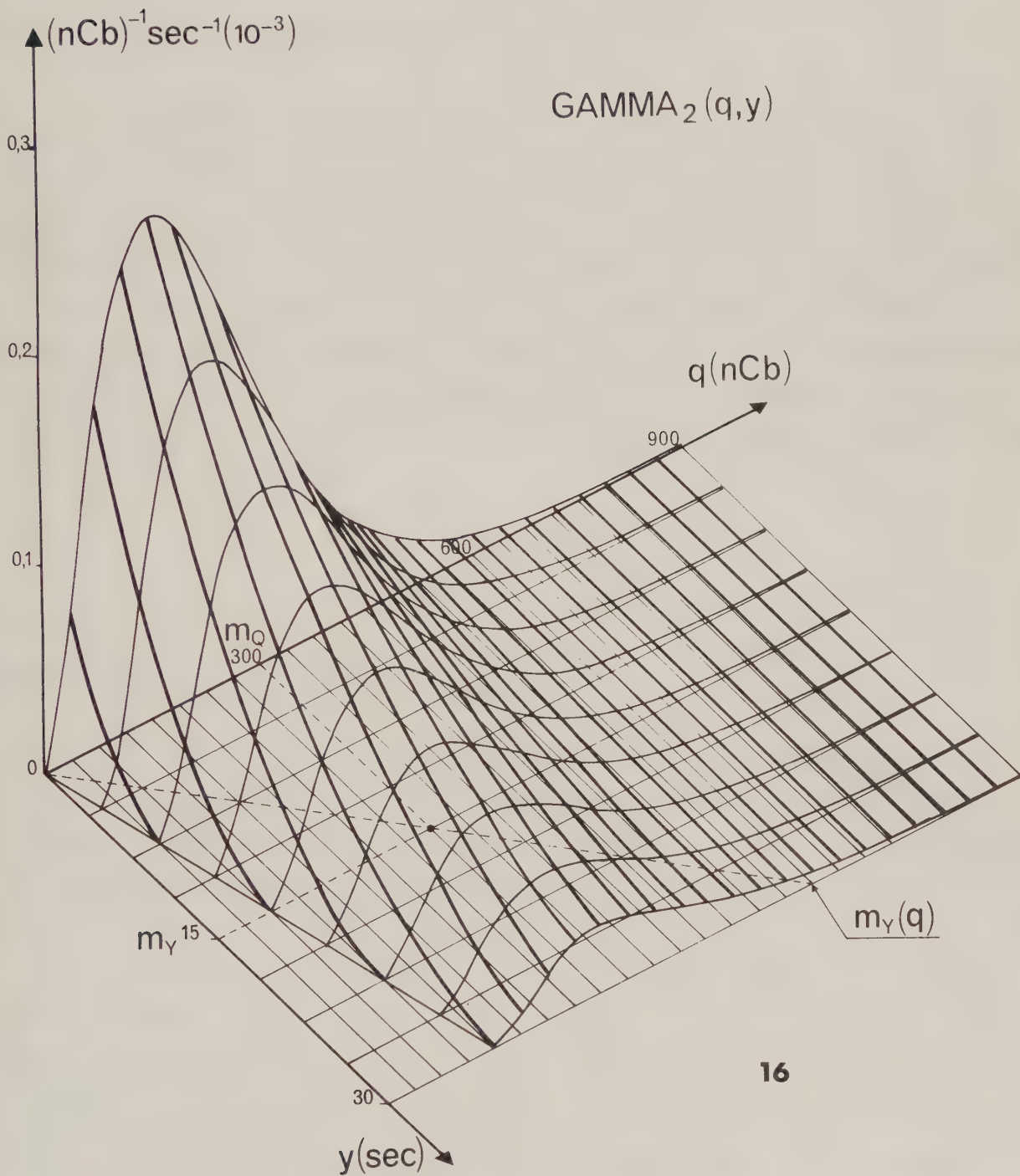
$(nC_b)^{-1} \text{sec}^{-1} (10^{-3})$

$\text{GAMMA}_2(q, y)$



15

$m_Y = 2 \text{ sec}$	$a_1 = 0,5$
$m_Q = 80 nCb$	$a_2 = 0,05$
$\sigma_Q = 40 nCb$	$l_2 = 4$
$\rho = 0,1$	$\beta = 0,2$



16

$$\begin{aligned} m_Y &= 15 \text{ sec} \\ m_Q &= 300 \text{ nCb} \\ \sigma_Q &= 150 \text{ nCb} \\ \rho &= 0,5 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} a_1 &= 0,067 \\ a_2 &= 0,013 \\ l_2 &= 4 \\ \beta &= 5 \end{aligned}$$

indiqué par les coupes à $q = \text{constante}$ montre que l'on s'approche alors de celles obtenues dans le cas de l'indépendance (fig 11).

Nous pouvons tirer les conclusions suivantes de l'étude de la loi $\gamma_2(q, y)$:

Jusqu'à une charge moyenne de quelques dizaines de nanocoulombs, il n'y a pratiquement pas "conditionnement" des électrodes par les microdécharges ; le temps au bout duquel apparaît une microdécharge n'est pas fonction de la charge transportée par la microdécharge précédente. Quand la charge augmente, la corrélation apparaît et le "conditionnement" est très net pour des charges moyennes de quelques centaines de nanocoulombs. Le temps "d'incubation" d'une microdécharge augmente avec la charge de celle qui l'a précédée ; cette influence diminue lorsque la tension croît.

COMMENTAIRES ET INTERPRETATION PHYSIQUE

Nous allons essayer, d'extraire, des mesures qui viennent être exposées, des enseignements d'ordre différent, portant d'une part sur la phase d'initiation de la microdécharge, d'autre part sur sa phase seconde ou "queue".

L'étude de $\gamma_1(y, q)$ qui porte sur l'évolution de la charge totale et concerne essentiellement la phase seconde, nous a permis de distinguer l'influence d'une composante "temps" et celle d'une composante "accroissement de tension". La première composante indique qu'une contribution à la charge est due à un processus lent (quelques minutes) ; il existe un matériau alimentant la microdécharge dont le flux d'arrivée en surface est limité. Ce matériau peut avoir différentes origines : gaz occlus diffusant vers la surface des électrodes, vapeurs organiques s'y condensant. La charge transportée sera d'autant

plus importante qu'il y aura eu matériau transférable disponible dans la phase seconde ; si l'on n'observe pas de temps de récupération suffisant, la charge totale va en conséquence diminuer ; elle restera élevée si ce temps est respecté.

La seconde contribution, sensible avec un léger accroissement de la tension entre les électrodes, peut être due, (une fois la microdécharge déclenchée), à une activation du processus d'échange précédent, processus auquel doivent participer également des ions métalliques et des microparticules ; mais il pourrait également y avoir, si l'on suppose que les microdécharges sont déclenchées par des "centres initiateurs" -quels qu'ils soient- en évolution continue à la surface des électrodes, intervention au cours d'une même microdécharge de plusieurs de ces centres atteignant quasi-simultanément un état critique avec l'augmentation de tension.

L'étude de $\gamma_2(q,y)$ porte sur l'évolution du temps d'"incubation" de la microdécharge et concerne essentiellement la phase d'initiation. Comme nous l'avons exposé, deux hypothèses sont retenues actuellement en ce qui concerne l'initiation :

- Echange multiplicatif d'ions, la microdécharge se développant quand le coefficient de régénération d'un ordre au suivant devient supérieur à l'unité. Cette hypothèse a été reprise en particulier par P.A. Chatterton et coll. (19) ; elle ne fait pas intervenir l'émission de champ.

- Emission électronique suivie d'une cascade amorcée par l'échauffement cathodique ou anodique dû au courant d'électrons.

Les travaux de Goldman et coll. (18) apportent, pensons-nous, une preuve expérimentale décisive infirmant la première hypothèse en vide industriel et a fortiori dans les vides plus soignés. Les conditions expérimentales, d'un chercheur à l'autre, n'étant cependant pas reproductibles, nous avons effectué quelques manipulations dans nos propres conditions expérimentales ; nous avons ainsi pu observer le déphasage qui existe entre les impulsions de courant, de lumière et de rayons X qui caractérisent une microdécharge.

Dans le cas d'un régime rapide à forte résistance ($R=80$ megohms) ces impulsions, très brèves, se présentent après échantillonnage comme le montrent les photographies de la Planche 6. L'impulsion de rayons X, due au bombardement de l'anode par les électrons, passe par son maximum en même temps que l'impulsion de courant ; l'impulsion lumineuse, fonction essentiellement de la composante ionique du courant, présente un retard très net par rapport aux deux précédentes.

Nous interprétons en conséquence nos résultats sur la base d'un processus d'échange de particules atomiques (ions hydrogène, ions métalliques) et de microparticules, amorcé par l'échauffement due à l'émission électronique qui intervient en premier ; le processus s'interrompt de lui-même par chute de tension aux bornes de R ou par appauvrissement localisé de matériau transférable. Les centres initiateurs sont vraisemblablement des micropointes cathodiques où l'émission de champ est stimulée ; d'autres phénomènes (effet Malter) ne peuvent cependant être exclus.

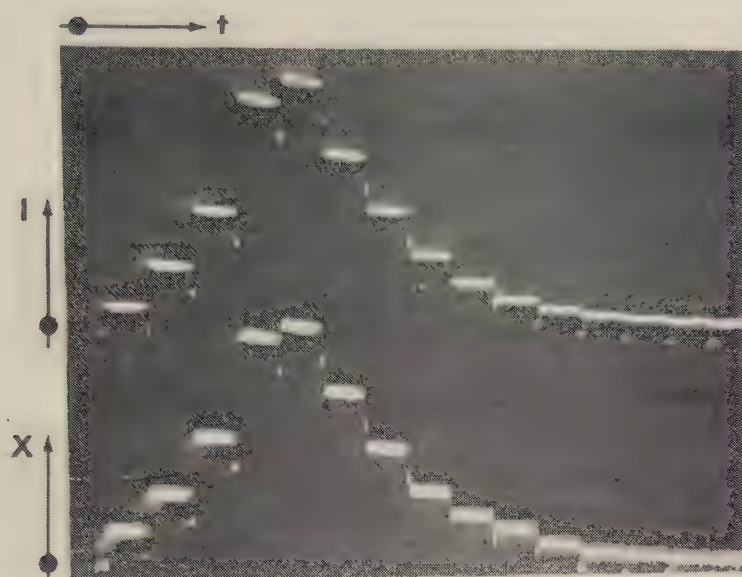
L'étude de $\gamma_2(q,y)$ nous a montré que le temps d'"incubation" d'une microdécharge croissait avec la charge mise en jeu par la précédente, si celle-ci était en moyenne de quelques centaines de nanocoulombs ; il n'en était plus de même pour une charge de quelques dizaines de nanocoulombs. Nous pensons que les microdécharges transportant des charges faibles mettent en jeu un seul centre initiateur, ce qui déclenche un échange limité, localisé, de matériau transférable, et n'influe pas sur l'initiation de la microdécharge suivante ; celles qui transportent des charges élevées amènent à l'émoussement ou à la destruction d'un nombre plus important de ces micropointes, soit parce-qu'elles participent directement à la croissance du courant, soit par suite du bombardement auquel elles sont soumises pendant la phase seconde. Les micropointes se reformant lentement à tension constante, le temps de retard d'une microdécharge sera d'autant plus grand que la charge de la précédente aura été élevée. S'il y a par contre accroissement de tension, la reconstitution sera plus rapide, et l'on pourra retrouver l'indépendance que l'on observait pour les charges faibles. Les microdécharges transportant des charges importantes seront caracté-

risées par un taux de répétition moyen peu élevé.

Par ailleurs, il est possible que, les micropointes émettrices ayant été rasées par une précédente microdécharge, elles puissent croître ensuite de manière similaire et se trouver quasi-simultanément en état critique, déclenchant à nouveau une microdécharge importante ; on retrouve l'hypothèse déjà suggérée de l'initiation multiple. Les microdécharges obtenues à haute impédance doivent être de nature essentiellement électronique : l'échauffement à peine amorcé est stoppé par la chute de tension aux bornes de R, et il ne doit y avoir que destruction partielle de la pointe émettrice ; c'est en conséquence dans ces conditions que l'on obtient la fréquence moyenne des microdécharges la plus élevée.

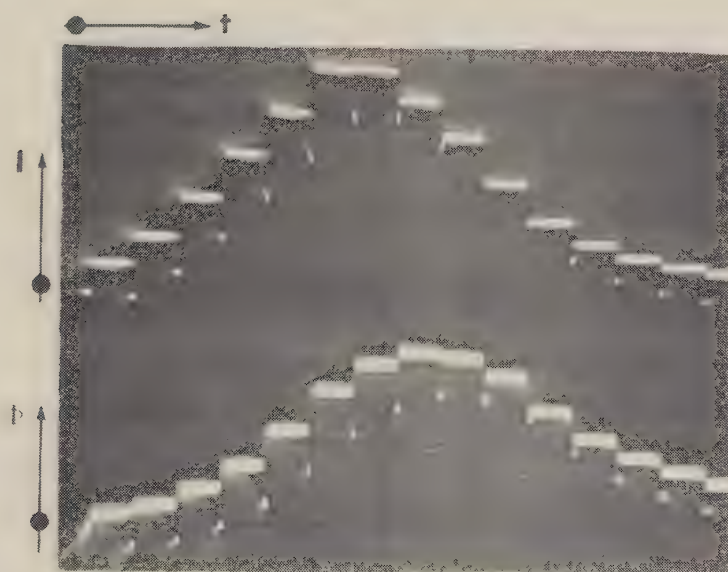
Des résultats qui précèdent, il n'est pas possible de tirer un argument s'opposant à la théorie de l'initiation par échange multiplicatif d'ions (issus d'une couche contaminée de surface), de façon aussi nette que la prépondérance du courant électronique observée au début de la décharge. Nous pouvons cependant proposer le raisonnement suivant. Il est basé sur le fait que le temps d'"incubation" d'une microdécharge augmente avec la charge mise en jeu par la précédente pour les charges élevées, alors qu'il y a indépendance pour les charges plus faibles obtenues, en régime rapide, à résistance faible.

S'il y a indépendance, c'est vraisemblablement qu'une telle microdécharge n'intéresse qu'un seul centre initiateur, comme nous l'avons déjà proposé ; un ion primaire dans le cas d'un échange multiplicatif. A vitesse donnée de reconstitution du film de contaminant, reconstitution qui conditionne selon cette théorie l'initiation de la microdécharge, la fréquence obtenue devrait être la fréquence maximale possible, chaque centre initiant une microdécharge ; or la fréquence est environ dix fois plus faible que celle, toutes choses égales par ailleurs, que l'on obtient en prenant une résistance de protection élevée (10). Cette contradiction n'existe pas avec l'hypothèse de l'émission de champ par une micropointe, une même micropointe pouvant, comme nous l'avons mentionné, déclencher sans être détruite une microdécharge qui s'étouffe aussitôt.



Courant et rayons X

Déphasage des impulsions I, Φ, X
 [Chaque palier correspond à $5\mu s$]



Courant et lumière

Troisième partie : ETUDE DE LA CORRELATION MICRODECHARGE- ETINCELLE

Nous avons rappelé dans la première partie le problème tel qu'il se pose actuellement, de la liaison microdécharge-étincelle : à faible résistance interne de la source haute tension, il a été constaté qu'un courant d'étincelle pouvait se superposer à celui d'une microdécharge, mais la seule étude qui ait été faite à ce sujet a conclu à l'indépendance des deux phénomènes. Nous avons repris ce problème en l'abordant de manière différente.

ETINCELLE EN PRESENCE D'UNE MICRODECHARGE

1 - Observations préliminaires :

Il est indispensable, avant de concevoir un appareillage adapté à l'étude statistique d'une éventuelle corrélation, de bien connaître le phénomène d'étincelle, pour ne pas le confondre avec une décharge parasite, toujours possible si l'enceinte n'a pas été correctement réalisée.

Il a été montré (34) que l'étincelle est un courant de quelques ampères, dont les temps de montée et de descente sont de quelques dizaines de nanosecondes. Ceci correspond aux valeurs du taux de croissance du courant généralement admis dans la littérature. Il nous faut détecter un tel courant, tout en mesurant de façon précise (sur $r \simeq 1$ kilo-ohm) un éventuel courant de microdécharge présent avant l'étincelle, et de valeur bien plus faible. Si à l'étincelle l'impédance du circuit de détection était r , la tension développée serait considérable, et se traduirait par une perturbation du phénomène ainsi que, vraisem-

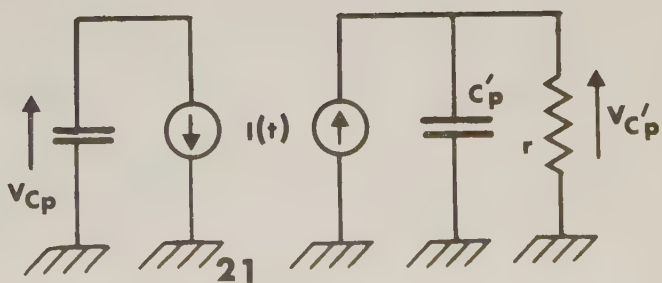
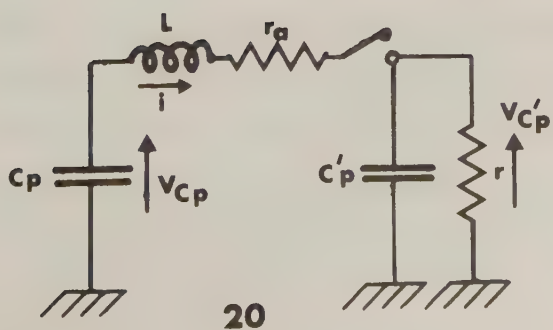
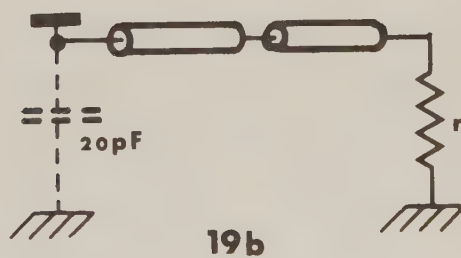
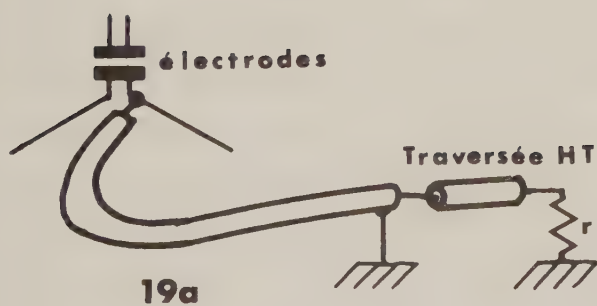
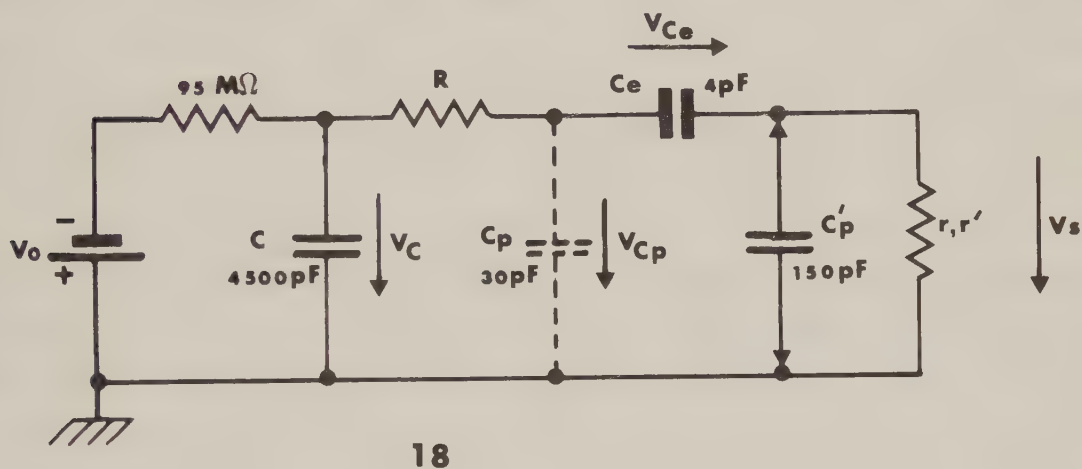
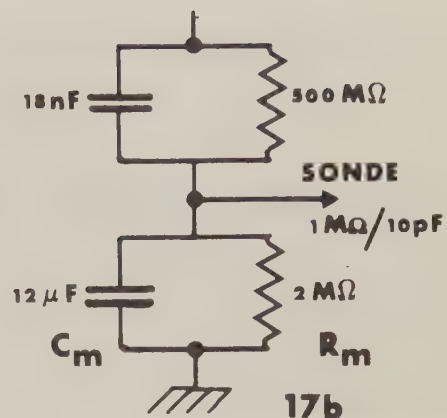
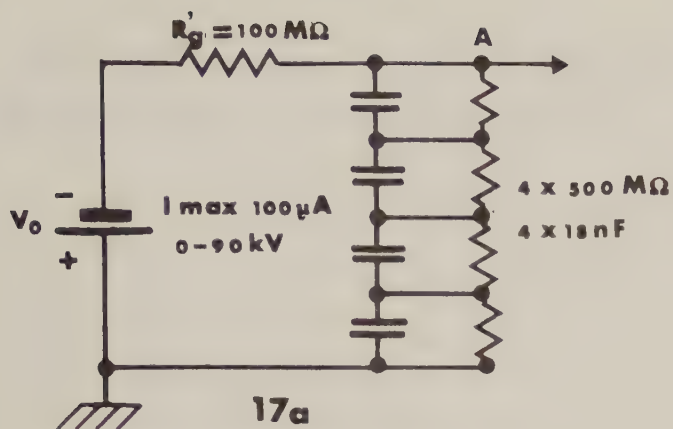
blement, le claquage aux bornes de la résistance r . Il est nécessaire d'introduire un circuit à seuil ("clamping") qui puisse absorber la pointe de courant ; on verra que le circuit adaptateur (fig 5) se comporte comme tel et présente une impédance de 200 ohms, en parallèle sur 150 picofarads, environ.

Dans ces conditions, nous avons pu observer le phénomène recherché : à la lueur diffuse caractéristique de la microdécharge, se superpose la lueur filamentaire localisée, plus intense, de l'étincelle, et l'on détecte un courant tel que celui donné par la Planche 2A. Mais nous avons également pu observer quelquefois (2B) ce qui semblait se présenter comme une seconde étincelle au cours de la même microdécharge. L'existence de ce phénomène n'ayant pas à notre connaissance été mentionné dans la littérature, et ayant de plus soulevé des doutes (en particulier en raison du temps de recharge supposé du circuit haute tension), nous avons effectué une étude détaillée afin de nous assurer qu'il y avait bien là une double disruption. Celle-ci (étincelle, arc...) est caractérisée par le passage d'un courant intense entre les électrodes, la tension à leurs bornes tombant à une valeur très faible. Nous avons essayé de vérifier que ces conditions étaient réalisées, et que de plus rien ne s'opposait en ce qui concerne le circuit haute tension, à ce que deux étincelles se succèdent à quelques millisecondes d'écart ; pour cela, une bonne connaissance du circuit haute tension est nécessaire.

2 - Etude du circuit électrique :

a - Introduction d'un diviseur de tension.

Le générateur haute tension utilisé est associé à des éléments de filtrage dont la structure est donnée par la fig 17a. L'ensemble, s'il est équivalent à la cellule $R_g C_g$ (95 megohms, 4500 picofarads) de la fig 1, permet en introduisant une cinquième cellule $R_m C_m$ en série, reliée à la masse, de constituer un pont diviseur compensé en fréquence qui permet de suivre l'évolution du potentiel en A. (fig 17b). Les valeurs indiquées correspondent à un rapport de $8/3.10^3$; des variations relatives faibles du potentiel sont détectables si l'on effectue



une compensation du niveau continu. Quant au schéma équivalent global, il n'en est pratiquement pas modifié.

b - Etablissement d'un schéma équivalent électrique.

Le schéma généralement utilisé du circuit électrique total est donné par la fig 18. On y retrouve les éléments déjà mentionnés (fig 1), la résistance de protection R, qui limite l'intensité du courant en cas de disruption ; la capacité inter-électrode C_e (valeur calculée : 4 pF) ; la capacité distribuée C_p de l'électrode haute tension à la masse (nous avons mesuré une valeur voisine de 30 picofarads, lorsque l'enceinte est entourée de son manchon protecteur métallique). Le courant d'étincelle est fourni par la décharge de C_e et C_p .

Ce schéma est valable pour $r = 50$ ohms, car la liaison entre l'électrode inférieure et la masse s'effectue par un câble coaxial qui a cette impédance caractéristique ; il doit être légèrement modifié quand le câble n'est plus adapté. Le circuit de détection se présente en réalité comme l'indique la fig 19a, avec : une plaque de blindage qui introduit une capacité entre l'électrode inférieure et la masse (la mesure donne 20 pF environ) ; un câble coaxial de 50 cm de long, prolongé par une traversée haute tension de 15 cm (fig 19b).

Le câble étant desadapté à ses deux extrémités, est équivalent après un temps de l'ordre de quelques fois τ , le temps de propagation, à une capacité de valeur $\tau/R_c = 70$ pF. En parallèle sur la résistance de détection r vient donc s'introduire une capacité de 90 picofarads, à laquelle s'ajoutent celles de l'adaptateur et de la sonde d'un oscilloscope (60 pF). On vérifie aisément que cela ne perturbe pas la forme du courant de microdécharge. La validité de ce schéma a été testée en simulant la décharge à l'aide d'un relais rapide au mercure, la haute tension étant remplacée par une tension continue de 200 volts. Compte tenu d'une self de 220 nanohenrys qu'introduisent les fils de connection du relais (fig 20), nous avons vérifié que l'évolution du système, défini par le vecteur d'état

$$\vec{x}(t) = (i \quad V_{C_p} \quad V_{C_e})^T, \text{ et par } \dot{\vec{x}} = [A] \vec{x} \text{ avec } [A] \text{ donné par}$$

$$[A] = \begin{vmatrix} -\frac{r_a}{1} & \frac{1}{1} & -\frac{1}{1} \\ -\frac{1}{C_p} & 0 & 0 \\ \frac{1}{C'_p} & 0 & -\frac{1}{rC'_p} \end{vmatrix}$$

correspondait aux valeurs numériques indiquées précédemment.

Il reste à évaluer le comportement à l'étincelle du circuit adaptateur d'impédance. Dès que la tension sur r est suffisamment négative, il y a passage en direct ou claquage des jonctions (fig 5) et "clamping" vers -15 volts ; on peut considérer qu'alors la résistance dynamique qui limite le courant direct est 330 ohms.

A l'étincelle, nous considérerons finalement que le circuit se comporte comme celui de la fig 18, mais avec $r' \simeq 200$ ohms (330 ohms en parallèle sur r) et $C'_p \simeq 150$ picofarads.

c - Comportement du circuit à l'étincelle.

Le comportement du circuit a été étudié par simulation sur IBM 1130 (Langage ECAP). Nous avons distingué le passage du courant d'étincelle et le retour à l'équilibre. (La haute tension est supposée positive dans cette étude ; R a été prise de 100 kilo-ohms et de 100 megohms).

- Courant d'étincelle.

Nous cherchons à déterminer approximativement les conditions initiales pour la recharge. Nous avons pour cela construit un générateur de courant $I(t)$, correspondant à la décharge de C_p chargée sous 40 kV, suivant une approximation en 20 segments d'une forme d'onde donnée en (34) : courant crête 10 ampères, temps de montée et de descente 60 nanosecondes environ (fig 22). Nous avons considéré que la forme du courant d'étincelle n'était pratiquement pas modifiée par l'introduction du circuit $r'C'_p$, la décharge étant indépendante de la tension interélectrode tant que la valeur du courant fourni est supérieure à une certaine valeur (55); si R est assez élevée pour que sa contribution au courant soit négligeable, on peut simplement assimiler

le circuit à celui de la fig 21. L'évolution des potentiels V_{C_p} et V_{C_e} , ainsi déterminée est donnée fig 22 ; on note que la tension détectée est un peu en retard sur le courant. Pour étudier le retour du circuit à l'équilibre après l'étincelle, il faut fixer son état au moment où cesse le courant d'étincelle. La forme choisie pour le courant n'est qu'approximative ; de plus, si $R = 100$ kilo-ohms, sa contribution au courant quand C_p est pratiquement déchargée est voisine de 0,5 ampère, ce qui n'est plus tout à fait négligeable. D'après (55) en effet, l'arc ne peut se maintenir quand le courant interélectrode est inférieur à une valeur limite de commutation ("chopping current"). Pour des électrodes planes de cuivre, distantes de 1 mm, ce courant est de l'ordre de 0,7 ampère et cette valeur croît avec l'écartement des électrodes. L'ordre de grandeur dans notre cas a été pris d'un ampère. Nous avons en conséquence supposé que l'étincelle s'interrompt au point P (fig 22), alors que l'on a encore $V_C \simeq 800$ volts; il s'agit évidemment d'une valeur approximative. Si P la tension V_{C_e} est supposée nulle, il vient $V_C \simeq V_{C_p}$. La capacité C est toujours pratiquement chargée P sous le potentiel $V_0 = 40$ kilovolts.

- Retour à l'équilibre.

En considérant le circuit complet de la fig 18, nous avons calculé l'évolution des potentiels lors du retour à l'équilibre pour des valeurs extrêmes de R (100 megohms, 100 kilo-ohms), les conditions initiales étant celles définies précédemment. Les résultats sont donnés par les figures 23 et 24, où l'origine des temps est prise en P ; on a représenté l'évolution de V_{C_p} , V_{C_e} , ainsi que la chute en A, soit ΔV_C , aux bornes de C . Avec $R = 100$ kilo-ohms, nous constatons que C recharge C_p et C_e , en quelques dizaines de microsecondes, jusqu'à une tension qui ne diffère de V_0 que de 0,8 % environ (23 a) :

$\Delta V_C \simeq V_0 (C_p + C_e) / C$. Ensuite C se recharge sous V_0 en quelques secondes (fig 24). La tension détectée n'est pratiquement pas affectée par la recharge (fig 22).

Avec $R = 100$ megohms, la recharge partielle est beaucoup plus lente, quelques dizaines de millisecondes (fig 23b) ; l'influence sur la tension détectée est nulle. La recharge complète

demande également quelques secondes (fig 24).

Nous pouvons dégager de cette étude les conclusions suivantes :

Si R est de l'ordre de 100 kilo-ohms, rien ne s'oppose en ce qui concerne la tension entre les électrodes, à ce que deux étincelles se succèdent avec un écart bien inférieur à la milliseconde ; ce n'est par contre plus possible si R est trop élevée, car alors le temps de récupération de la haute tension devient prohibitif. Par ailleurs, il ne convient pas davantage que R soit trop faible, car C pourrait être amenée à contribuer directement au courant d'étincelle ; la tension interélectrode remonterait alors rapidement, mais à une valeur par trop inférieure à V_0 .

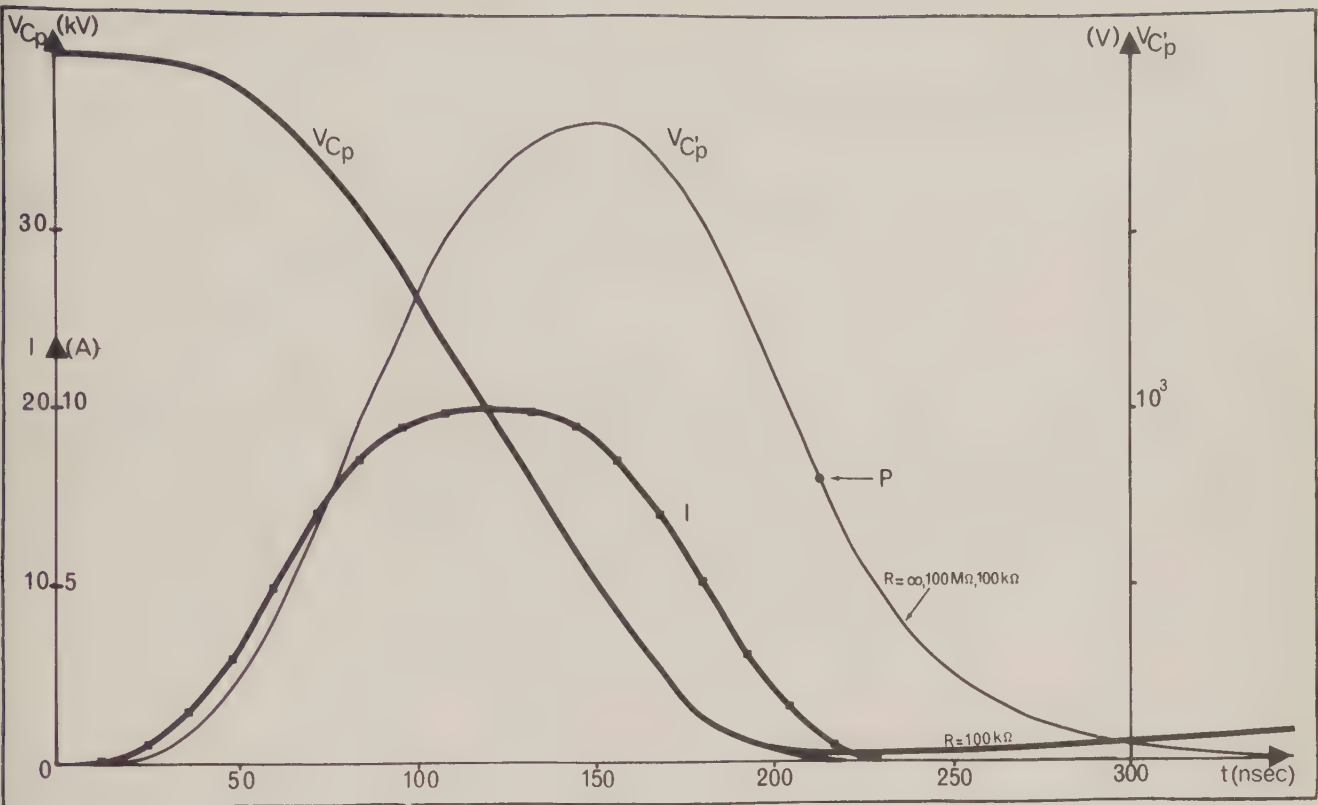
Nous pensons définir ainsi un ordre de grandeur de la résistance R qui seul rend possible l'observation d'étincelles successives. Mais encore faut-il par ailleurs que ces étincelles soient initiées : dans la mesure où, comme nous le verrons par la suite, cela dépend du développement de la microdécharge, il ne faut pas que celle-ci soit "étouffée" par une chute de tension excessive aux bornes de R ; c'est une contrainte supplémentaire sur la valeur maximale admissible pour celle-ci. D'où le choix de $R = 100$ kilo-ohms effectué précédemment.

Enfin, la chute de tension accusée après l'étincelle par C pour la recharge de C_e et C_p peut servir à identifier l'étincelle : nous pouvons vérifier ainsi s'il y a ou non décharge quasi-complète de ces capacités.

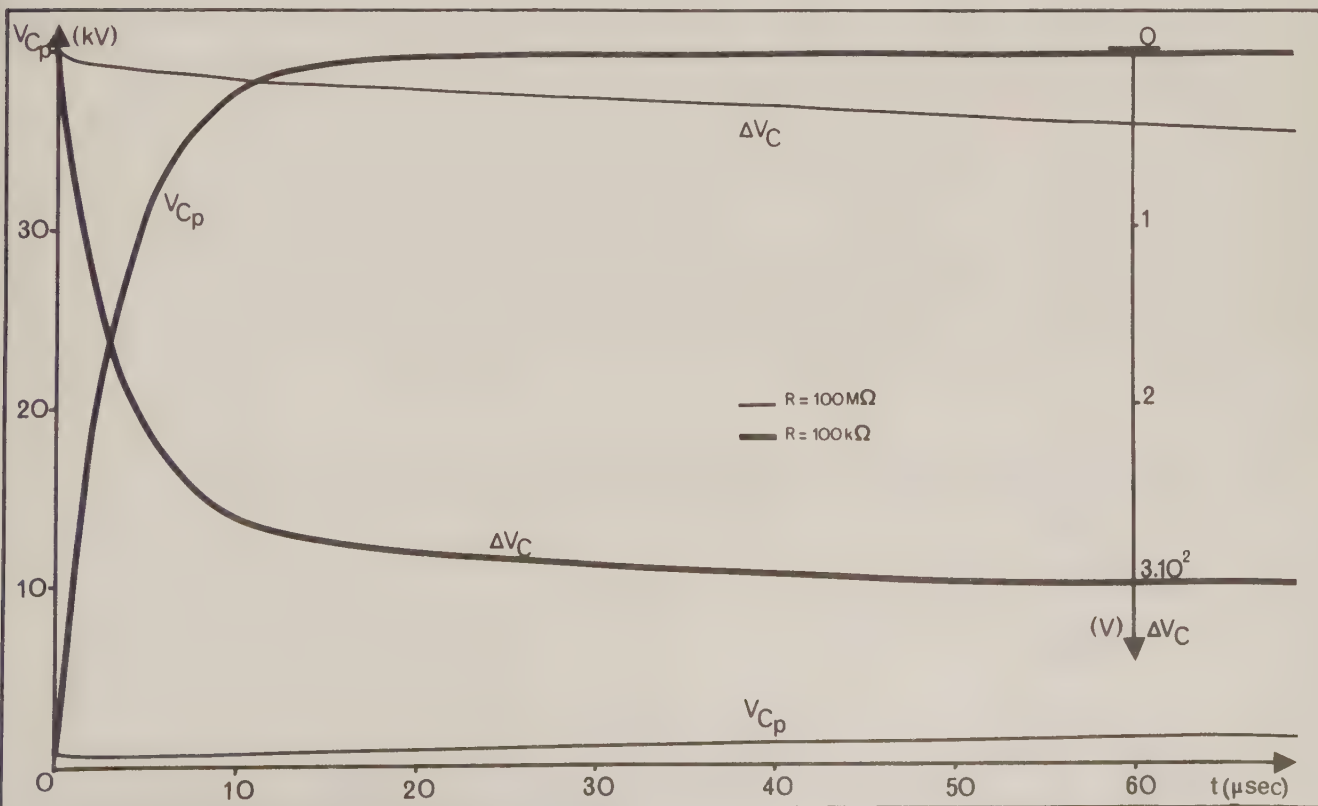
3 - Observations complémentaires :

Nous avons comparé les variations de tension calculées précédemment avec les relevés effectués à l'aide du diviseur de tension ; les clichés (Planches 3 et 4) ont été pris à l'aide d'un oscilloscope Tektronix 564.

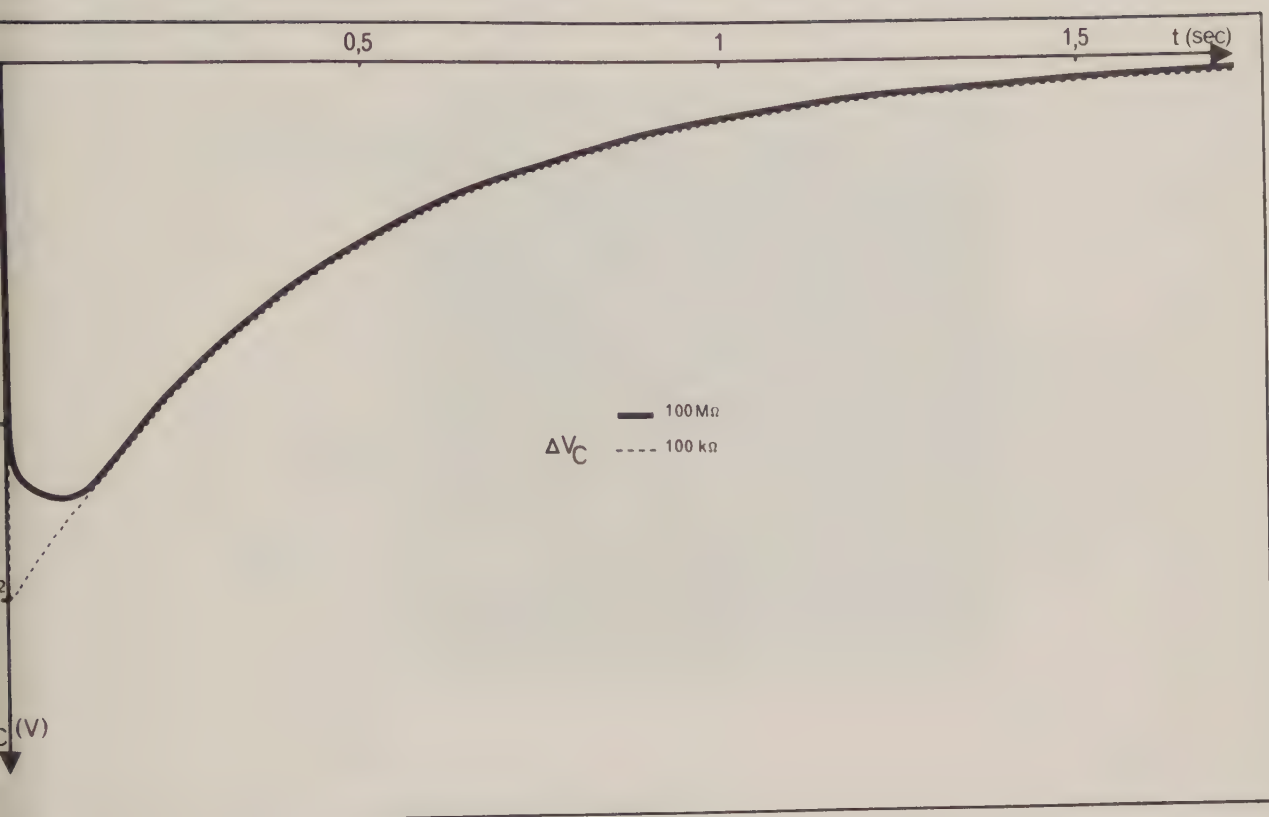
Les photographies A et B (Planche 3) montrent l'évolution du courant de microdécharge (trace supérieure) et celle du potentiel V_C pour une étincelle observée pendant une microdécharge ($R = 100$ kilo-ohms). On observe tout d'abord (trace inférieure) une chute ΔV_{C_1} proportionnelle à la charge trans-



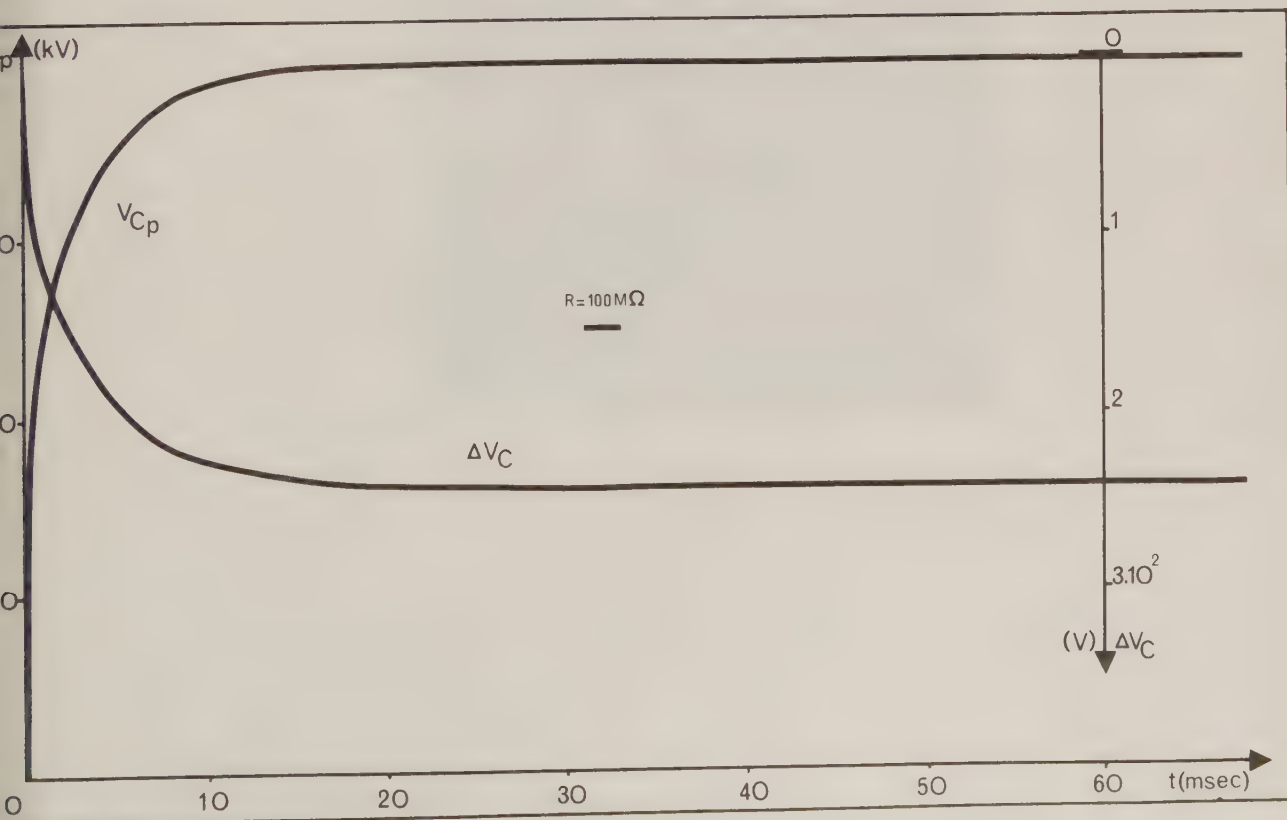
22



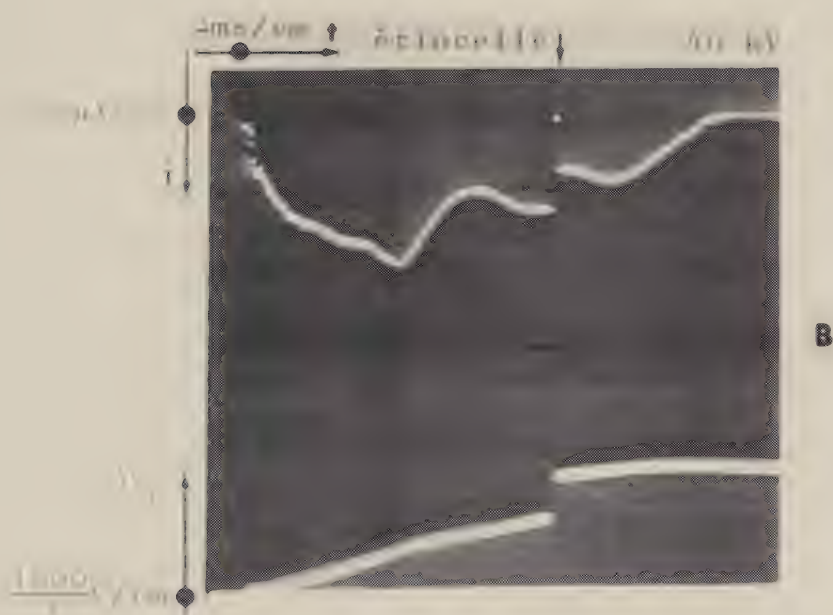
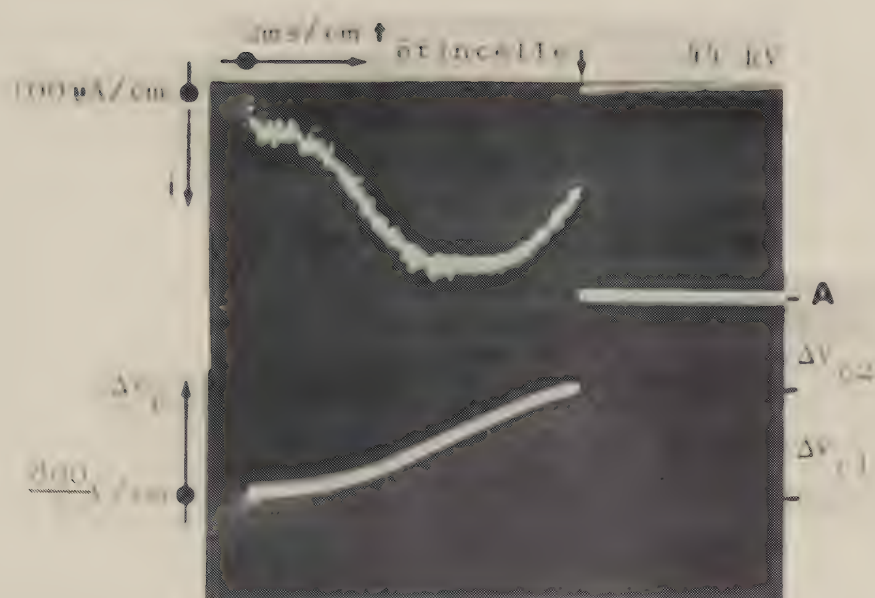
23a

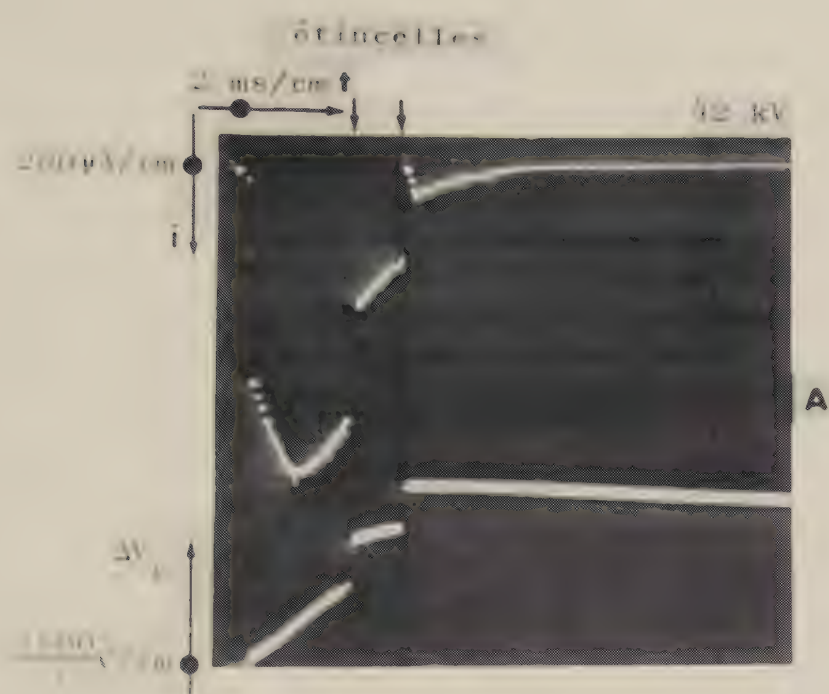


24



23 b





portée par la microdécharge, la contribution de $C_p \ll C$ étant négligeable ; puis, après l'étincelle, une chute brutale (en quelques dizaines de microsecondes), d'une valeur ΔV_{C_2} qui correspond sensiblement à la recharge de C_p et C_e , compte tenu de la précision des mesures (qui peut être évaluée à 10%).

Le courant d'étincelle apparaît brutalement, sans évolution préalable visible sur ces exemples ; la microdécharge peut être stoppée définitivement par l'étincelle (A) ou reprendre ensuite mais à une valeur du courant plus faible (B).

La photographie A, Planche 4, montre deux étincelles se succédant au cours d'une microdécharge ; on peut vérifier qu'il y a bien chute quasi-complète de la tension aux électrodes. Il reste à s'assurer que la décharge a bien lieu dans l'espace interélectrode. Ceci a été fait à l'aide d'un photomultiplicateur (RCA 6810) et d'un photoscintillateur (56 AVP, cristal INa), diaphragmés pour ne viser que l'espace interélectrode, et placés dans le plan des électrodes. La photographie B, Planche 4, donne un exemple du rayonnement X et du flux lumineux $\emptyset$ émis, détectés lors de deux étincelles successives.

Nous pouvons en conclure que le phénomène observé est bien une succession d'étincelles au cours d'une même microdécharge ; la fréquence d'apparition en est très faible, et de plus il ne peut se produire que pour un ensemble déterminé des paramètres électriques du circuit.

ETUDE STATISTIQUE DE LA CORRELATION MICRODECHARGE-ETINCELLE

1 - Formulation du problème :

Nous venons de vérifier qu'il existe des étincelles survenant au cours des microdécharges. Cependant, dans un régime établi de microdécharges, apparaissent également des étincelles qui ne semblent précédées d'aucun courant prédisruptif.

Soit alors μ le phénomène de microdécharge, de durée aléatoire X , se répétant à des intervalles de temps Y eux aussi aléatoires ; et ϵ le phénomène quasi-ponctuel

constitué par l'apparition d'une étincelle à des intervalles de temps dont l'ordre de grandeur est très supérieur à celui de Y. Il s'agit de déterminer si l'on peut admettre l'indépendance statistique des phénomènes μ et ϵ ; en d'autres termes, quand l'étincelle survient pendant une microdécharge, s'il s'agit seulement de la coïncidence aléatoire de deux événements indépendants.

Une étincelle ayant été repérée, appelons Z l'intervalle de temps aléatoire qui la sépare de la microdécharge précédente (fig 25). Soit alors l'hypothèse H : une étincelle peut apparaître de manière équiprobable sur l'intervalle de temps Y ; calculons sous cette hypothèse, la probabilité pour qu'une étincelle apparaisse au cours d'une microdécharge.

(Les phénomènes μ et ϵ sont supposés ici stationnaires ; nous nous efforcerons en manipulant de satisfaire cette condition).

Il est logique d'admettre que conditionnellement au fait que $Y = y$ et $X = x$, la variable aléatoire Z admet une densité de probabilité conditionnelle : (U, fonction échelon-unité)

$$k(z/x, y) = \frac{U(z) - U(z-y)}{y}$$

En appelant $j(x, y)$ la densité de probabilité conjointe du couple (X, Y), le triplet (X, Y, Z) admet pour densité de probabilité conjointe : $j(x, y) \cdot k(z/x, y)$.

Le couple (X, Z) admet pour densité de probabilité conjointe :

$$l(x, z) = \int_0^{\infty} j(x, y) \cdot k(z/x, y) dy = \int_z^{\infty} \frac{j(x, y)}{y} dy$$

Soit :

$$\text{Prob}(Z < X) = \int_0^{\infty} \int_0^x l(x, z) dx dz = P_0(Z < X)$$

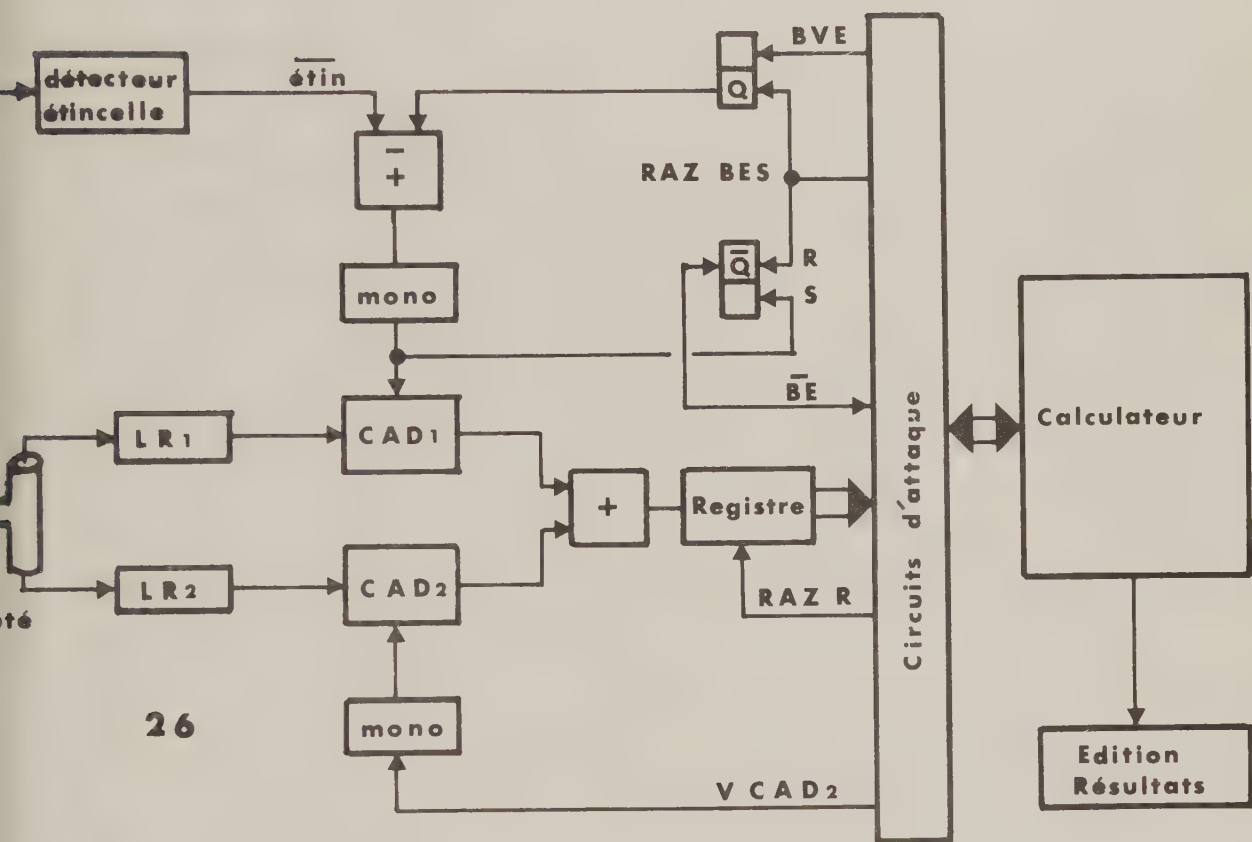
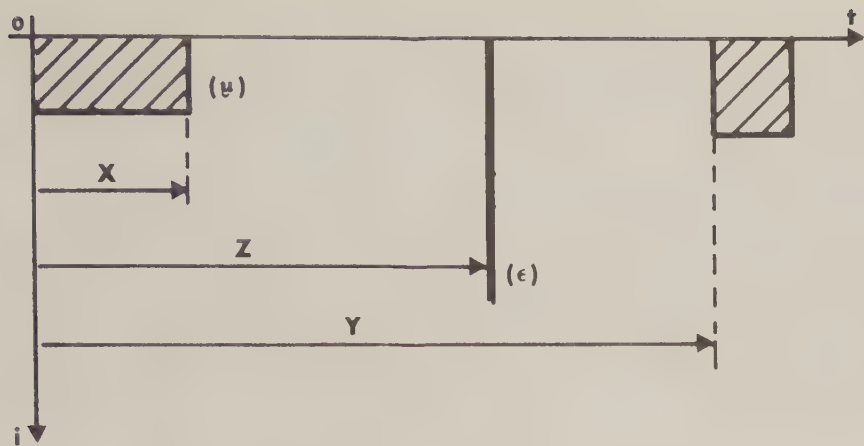
Comme nous pouvons à tension croissante admettre, avec une bonne approximation, que les variables aléatoires X et Y sont indépendantes, c'est-à-dire que :

$$j(x, y) = f(x) \cdot g(y)$$

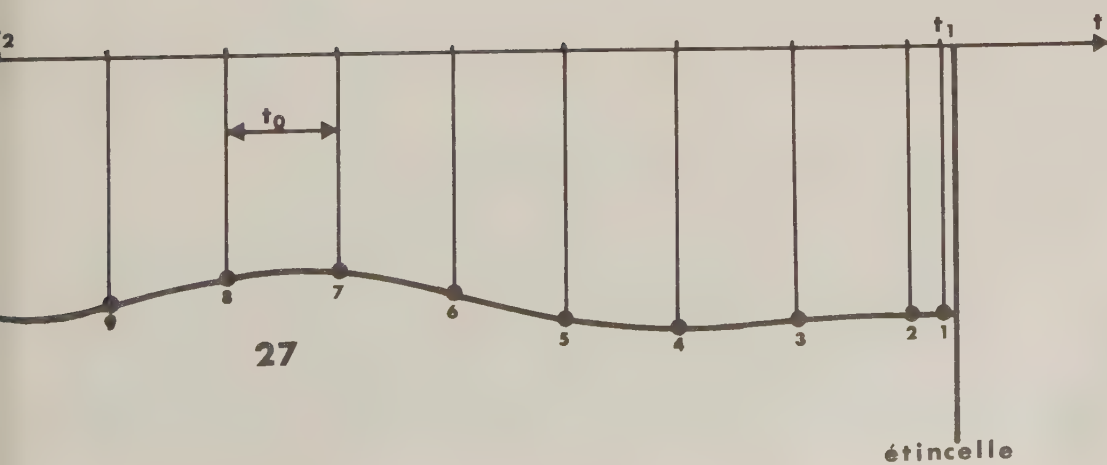
on a finalement :

$$P_0(Z < X) = \int_0^{\infty} f(x) \left\{ \int_0^x \left(\int_z^{\infty} \frac{g(y)}{y} dy \right) dz \right\} dx$$

25



26



27

(Ceci, rappelons-le, sous l'hypothèse de l'indépendance des phénomènes μ et ϵ).

Si nous pouvons déterminer les densités $f(x)$ et $g(y)$ et ainsi estimer P_0 ; si d'autre part nous pouvons distinguer les étincelles apparaissant seules de celles précédées par un courant de microdécharge, et déterminer la proportion de ces dernières, nous pourrions construire un test permettant d'admettre ou de rejeter l'hypothèse H .

2 - Appareillage :

Il est possible de réaliser un système d'acquisition de données qui fournisse au cours d'une seule manipulation, les densités $f(x)$ et $g(y)$, et distingue les étincelles se produisant seules de celles précédées par une microdécharge. Cependant nous espérons au début de notre étude être en mesure de dégager directement un caractère statistique dominant du courant précédant l'étincelle : valeur supérieure à un certain seuil, croissance, passage par un maximum...; pour cela il était nécessaire de posséder sur ce courant plus d'informations que sa seule présence, par exemple en en prenant un certain nombre d'échantillons juste avant l'étincelle. Comme il n'est pas possible avec le PDP 8/S de déterminer de plus $f(x)$ et $g(y)$, deux appareillages complémentaires ont été mis au point. Ceci supposait que l'on puisse comparer valablement des informations obtenues au cours de manipulations différentes, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas dans chaque cas une dispersion trop importante des résultats. Nous avons constaté que cette condition était satisfaite, vraisemblablement en raison de l'emploi d'une rampe de tension bien définie dans chaque manipulation, et nous n'avons pas jugé nécessaire de reconstruire tout un appareillage spécialisé.

a - Echantillonnage du courant avant étincelle.

Nous avons réalisé un premier appareillage permettant de mesurer la valeur instantanée d'un courant éventuel circulant entre les électrodes, à des intervalles de temps successifs avant l'étincelle. Le bloc diagramme en est donné par la fig 26. Le signal d'échantillonnage est fourni par un

circuit à seuil qui détecte l'étincelle ; pour être en mesure d'échantillonner avant celle-ci, il faut que le signal étudié ait été retardé en conséquence.

Nous avons utilisé deux lignes à retard LR1 (4,2 microsecondes) et LR2 (1,05 ou 0,42 milliseconde) en parallèle, pour assurer une réponse en fréquence correcte au voisinage de l'étincelle. (Le rapport temps de retard/temps de montée des lignes à constantes localisées utilisées est de l'ordre de 10). Chaque ligne à retard est suivie d'un convertisseur analogique-digital (CAD 1 - CAD 2). L'organigramme du programme d'acquisition est donné par la fig 28a.

La phase d'initialisation comporte le nettoyage des zones d'enregistrement, le blocage (IOT BVE) du signal d'étincelle, la remise à zéro du registre R que les CAD viendront remplir successivement ; puis (IOT RAZBES) la remise à zéro d'un bistable d'état et la validation du signal d'étincelle.

Le calculateur se place alors en attente. (Ce mode de fonctionnement a été préféré à celui d'"interruption" car à la fréquence maximale d'arrivée des microdécharges, tout traitement autre que le rangement est exclu). Le signal d'étincelle bloque toute validation ultérieure, déclenche le CAD 1 qui échantillonne (1 microseconde) le courant un temps t_1 , (fixé par LR₁), avant l'étincelle, et charge R avec le résultat codé. Transfert et remise à zéro, puis rangement indexé dans la table, ont alors lieu. Ensuite, le calculateur déclenche le CAD 2 un nombre m de fois, réglable par programmation, d'où la valeur du courant aux temps $t_2 - t_0, \dots, t_2 - mt_0$. (t_0 , temps d'exécution des instructions d'entrée et de rangement) (fig 27). Après placement d'un séparateur (fig 28b), le calculateur retourne en attente. A la fin de la manipulation (ou en fin de table), on passe à l'édition sur télétype et sur ruban perforé pour traitement ultérieur. Le séparateur est utilisé à l'édition en pratiquant un test pour s'assurer que l'enregistrement a été correct.

Pour que l'échantillonnage ait lieu avant l'étincelle, il faut évidemment $t_2 \gg t_1$ et $mt_0 < t_2$. Si t_1 est fixé avec précision par LR₁, il n'en est pas de même pour les autres instants d'échantillonnage. En effet, le calculateur ne déclenche

le deuxième échantillonnage qu'à la sortie d'une boucle d'attente ; en étudiant les phases successives des instructions mises en jeu, nous avons calculé que l'incertitude sur le temps de déclenchement était de ± 20 microsecondes. t_0 est d'autre part égal à 120 microsecondes et ne peut être réduit.

Nous avons tracé (fig 29) les zones d'échantillonnage possibles pour LR_2 (9 échantillonnages avant étincelle) et LR'_2 (4 échantillonnages) soit encore :

LR_1	:	$t_1 = 4$ microsecondes
LR_2	:	$t_2 = 900 \pm 20$ microsecondes
LR'_2	:	300 ± 20 microsecondes

Les CAD codent en 128 canaux ; la sensibilité est réglable de 1 microampère à 40 microampères par canal. La fréquence maximale autorisée est fonction du nombre d'échantillons (1 kHz avec 9 échantillons).

b - Détermination de $f(x)$ et $g(y)$.

Nous avons montré dans la deuxième partie que la loi de probabilité $g(y)$ de la variable aléatoire Y , temps séparant deux microdécharges, était une loi exponentielle :

$$g(y) = \frac{1}{T} e^{-\frac{y}{T}}$$

Mais il est nécessaire à présent de connaître $f(x)$ et $g(y)$ relatives à une même manipulation, pour que l'estimation de P_0 ($Z < X$) ait un sens.

Le bloc diagramme du circuit utilisé est donné par la fig 30, l'organigramme du programme d'acquisition par la fig 32a. Deux horloges à fréquence réglable H_x et H_y fonctionnent alternativement, selon que la sortie d'un circuit à seuil est à 1 (présence d'une microdécharge) ou à zéro (intervalle entre deux microdécharges). Elles chargent deux registres R_x , R_y de 12 bits, montés en compteurs, et dont le contenu est transféré puis remis à zéro par le calculateur. Le bistable d'état est constitué simplement par le circuit à seuil.

Avec ce montage, on mesure en réalité X et $Y - X$, mais il est aisé de reconstituer par programme la valeur de Y . Ceci est facilité par un choix des périodes d'horloge dans un

rapport voisin de 2^{10} (20 microsecondes ; 20 millisecondes, par exemple) ; il suffit d'ajouter à la valeur mesurée celle de X après une succession de déculages à droite. Cette correction est en général fort peu importante ($y \gg x$).

Certaines microdécharges présentant des formes "hachées" (fig 31) pourraient être interprétées comme des microdécharges successives par le circuit à seuil ; nous avons résolu ce problème en adoptant une solution mi-"hardware", mi-"software". Le temps de contrôle des horloges est en réalité celui fixé par le circuit à seuil, augmenté d'une durée fixe due à un monostable que déclenche chaque front négatif de l'impulsion issue du circuit à seuil. On peut voir sur la fig 31 que l'on s'affranchit ainsi des déclenchements intempestifs. Il suffit ensuite de soustraire par programme le temps supplémentaire ainsi introduit. Ceci permet également de tenir compte des étincelles apparaissant seules, qui perturberaient l'histogramme de Y (de façon peu prononcée cependant, car le nombre des étincelles est bien inférieur à celui des microdécharges). Une étincelle est ici détectée comme une impulsion de durée d sensiblement, et donne zéro après correction ; à l'édition quand un zéro est détecté entre deux séparateurs, il suffit de sommer les valeurs de y qui l'encadrent.

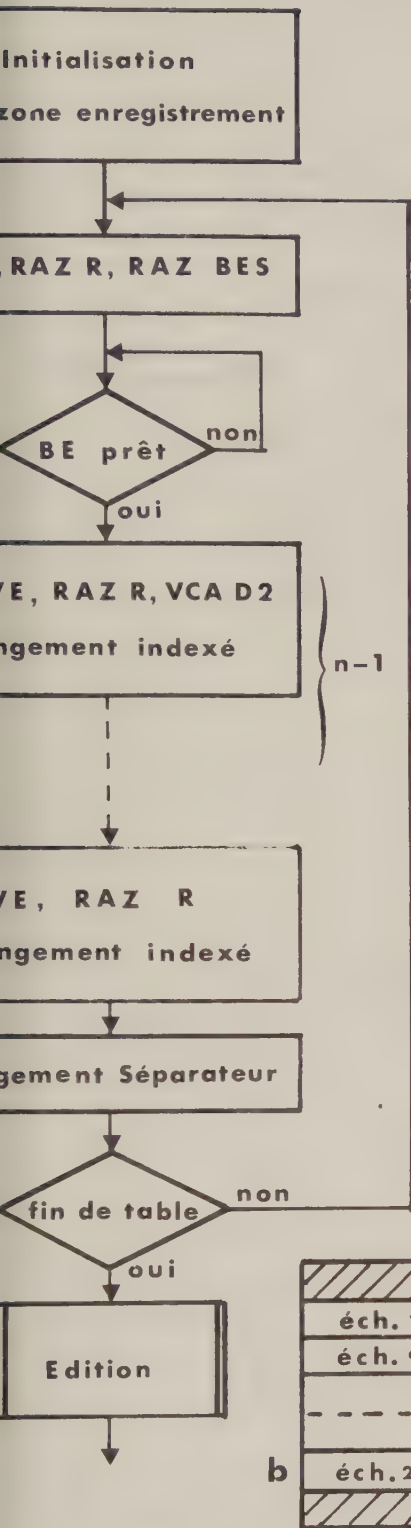
3 - Construction du test et résultats :

Les figures 33a et b donnent un exemple des histogrammes obtenus au cours d'une montée lente (1 kV/mn) en tension de type a ; la fréquence des microdécharges augmente comme nous l'avons déjà vu, et leur durée diminue en tendant vers une limite. Nous avons retrouvé bien entendu pour $g(y)$ une loi exponentielle ; les tests du chi deux effectués également sur les valeurs observées de X nous ont conduits par ailleurs à admettre que cette variable obéit, tout comme la variable Q, à une loi gamma. Soit pour la densité de probabilité $f(x)$:

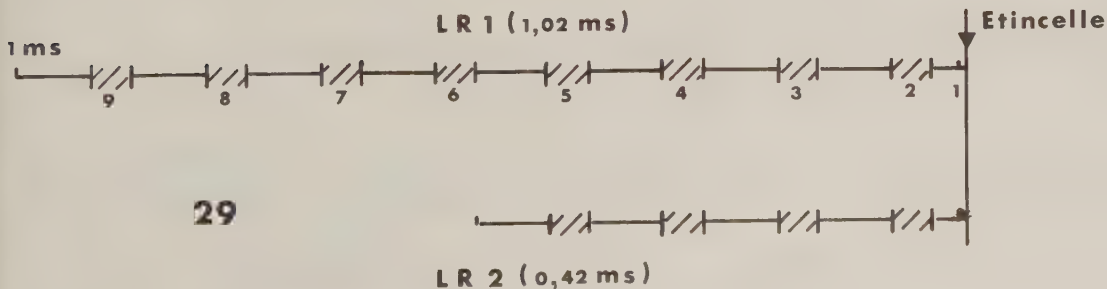
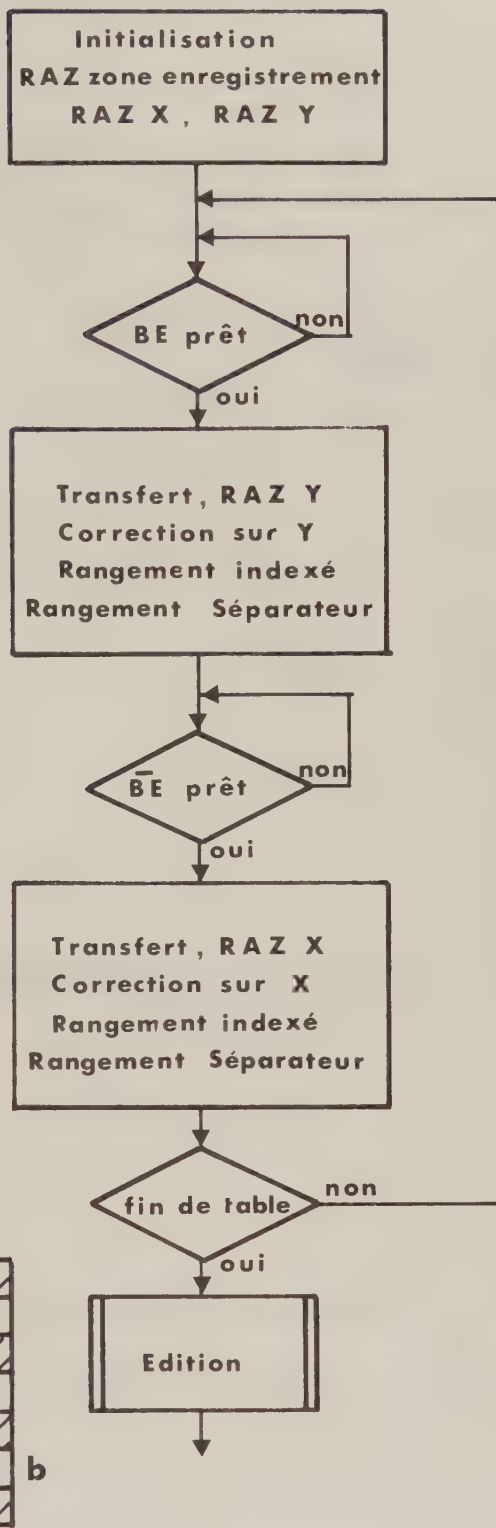
$$f(x) = \frac{a^l e^{-ax} x^{l-1}}{\Gamma(l)}$$

où les paramètres a, l, sont à estimer lors de chaque expérience à partir de N mesures. Le fait que X et Q obéissent toutes

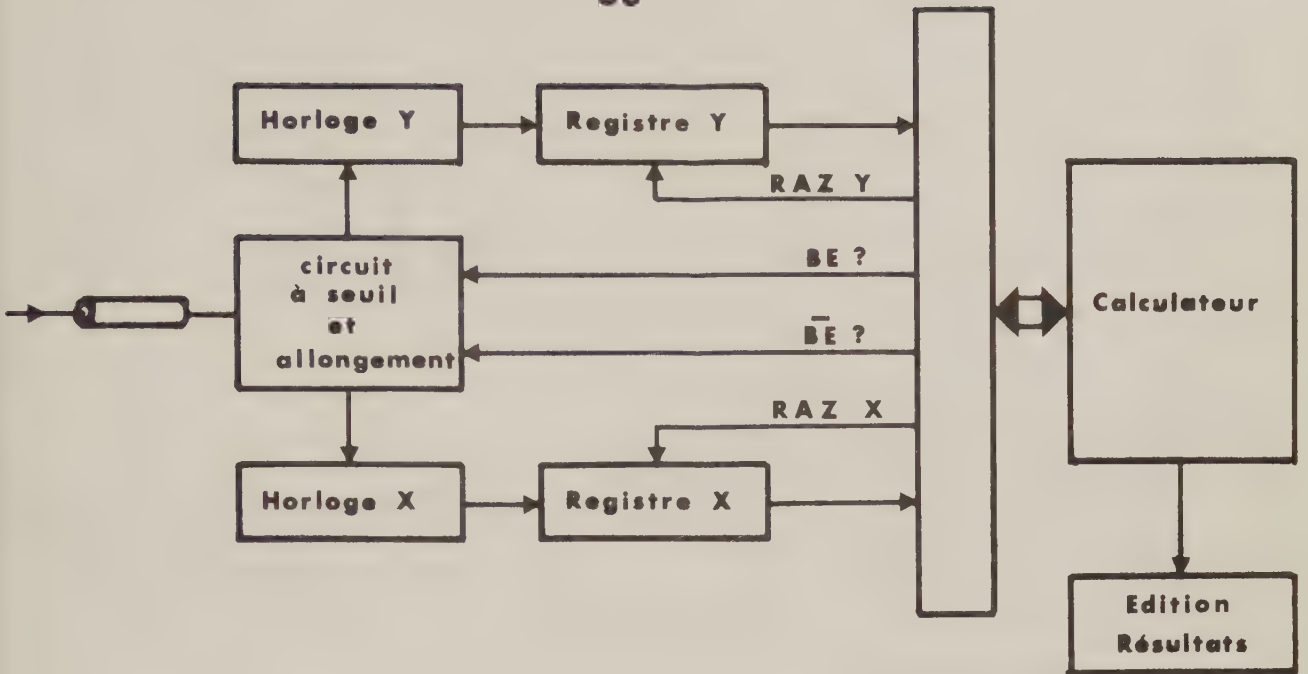
28a



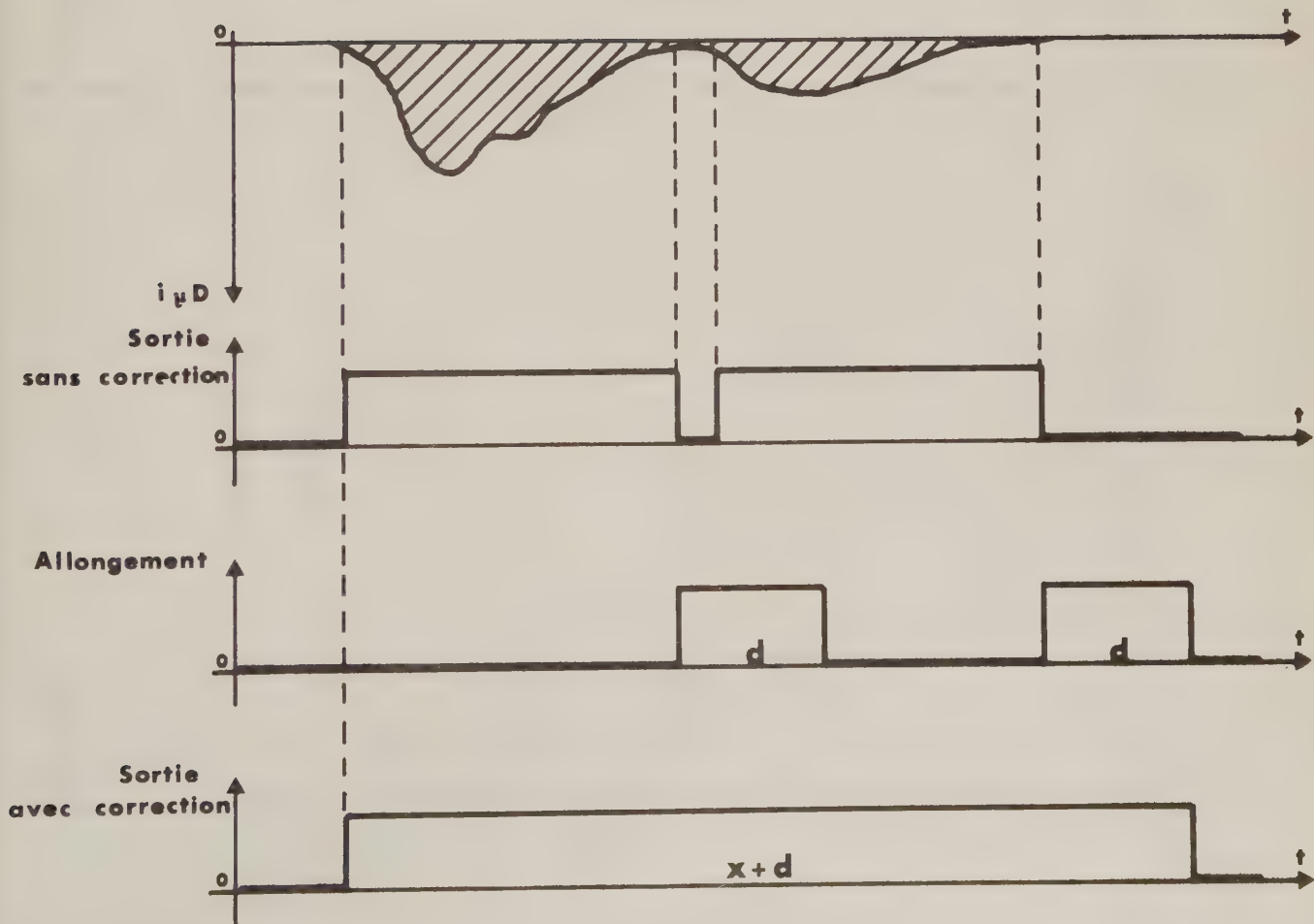
32a

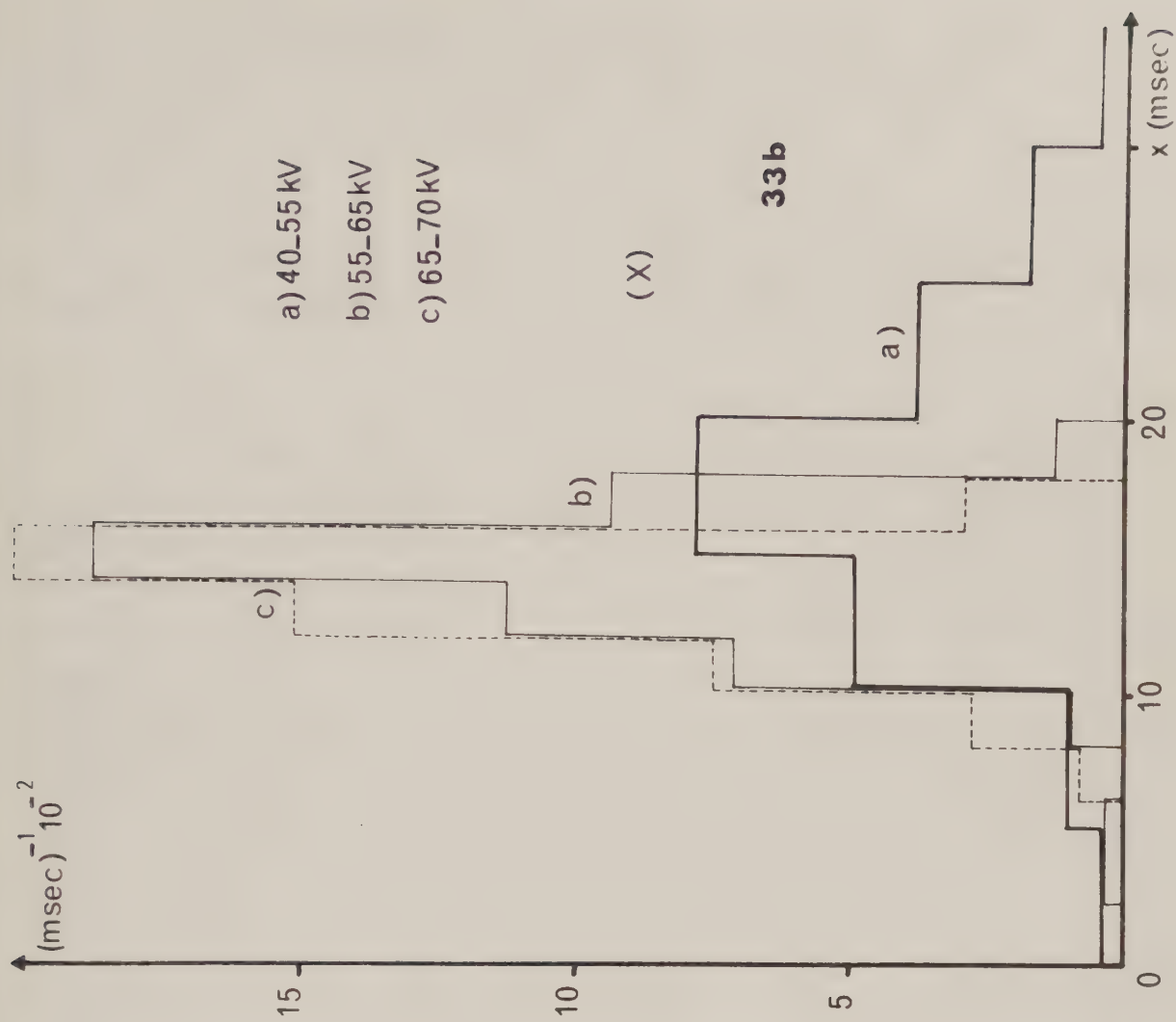
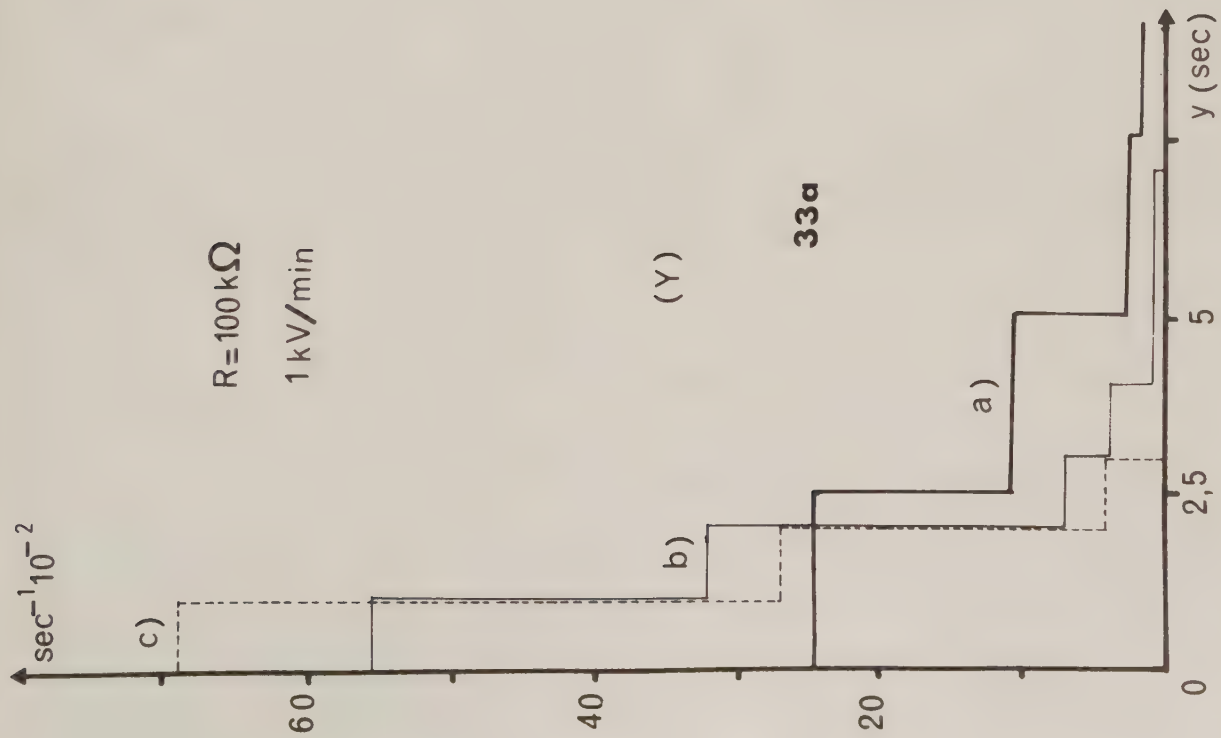


30



31





deux à des lois gamma (de paramètres différents mais à évolution semblable) n'est pas surprenant dans la mesure où la charge de la microdécharge ne doit pas être sans rapport avec sa durée totale.

Nous connaissons maintenant les expressions de $f(x)$ et $g(y)$ et sommes en mesure de construire un test d'indépendance des phénomènes μ et ϵ (56).

Sous l'hypothèse d'indépendance, nous avons calculé la probabilité $P_0 (Z < X)$ pour qu'une étincelle apparaisse au cours d'une microdécharge. Elle dépend de trois paramètres inconnus a, l, T et nous la noterons $P_0 (a, l, T)$. D'autre part, nous noterons $\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}$ les estimateurs obtenus par la méthode des moments de a, l, T , les estimations correspondantes étant notées $\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}$. Soit alors la variable aléatoire $P(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$ obtenue en remplaçant dans l'expression de P_0 les quantités a, l, T par leur estimateur. Pour chaque expérience nous disposons d'une valeur de $P_0(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$ notée $P_0(\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}; N)$; pour tester H , il faut mesurer $P(Z < X)$ et la comparer à $P_0(\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}; N)$.

Or pour une expérience donnée, au cours de laquelle sont apparues n étincelles, on dispose d'un résultat, fourni par l'échantillonnage avant étincelle :

$$p_n = \frac{n'}{n}$$

où n' est le nombre d'étincelles apparues pendant une microdécharge. p_n est une valeur possible d'une variable aléatoire P_n , telle que $n \cdot P_n$ obéisse à une loi binomiale de paramètres $P(Z < X)$ et n .

La construction du test se ramène donc à la comparaison de p_n et de $P_0(\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}; N)$ pour en déduire si $P_0(a, l, T)$ est ou n'est pas égal à $P(Z < X)$.

Pour effectuer cette comparaison, considérons la variable aléatoire $D = P_n - P_0(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$. Il est nécessaire de disposer de la loi de D sous l'hypothèse H pour déterminer le niveau de signification du test. Cette loi peut être obtenue, mais est inutilisable du fait de son extrême complexité.

Cependant, la formulation de $P_0(a, l, T)$ permet d'affirmer que $P(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$ est asymptotiquement sans biais. Comme N est très

grand, on peut admettre aisément que, sous l'hypothèse H, la valeur moyenne de $P_0(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$ est voisine de $P_0(a, l, T)$.

D'autre part, comme $n \ll N$, la variance de $P_0(\hat{A}, \hat{L}, \hat{T}; N)$ est très inférieure à celle de P_n , ce qui fait que la variance de D est pratiquement celle de P_n . De plus, comme n est toujours grand, P_n a une loi de probabilité quasiment gaussienne, de moyenne $P(Z < X)$ et de variance :

$$\frac{P(Z < X) [1 - P(Z < X)]}{n}$$

cette dernière quantité étant majorée par $1/4n$.

Finalement, sous l'hypothèse H, on peut admettre que D obéit pratiquement à une loi de Gauss de moyenne nulle (puisque alors $P(Z < X) = P_0(a, l, T)$) et de variance inférieure à $1/4n$. Alors si

$$d = p_n - P_0(\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}; N) \notin (-2/4n, +2/4n)$$

on pourra admettre avec un niveau de signification inférieur à 5 % que H est fausse, c'est-à-dire que les étincelles n'apparaissent pas de façon équiprobable entre deux microdécharges. Le calcul de $P_0(\hat{a}, \hat{l}, \hat{T}; N)$ est complexe ; des calculs approchés nous ont conduits à admettre que cette quantité est comprise, au moins pour les valeurs faibles de $1/T \cdot \hat{l}/\hat{a}$ (ce qui est le cas) entre $1/T \cdot \hat{l}/\hat{a}$ et $1/T \cdot \hat{l}/\hat{a} \text{ Log}(\hat{a}/\hat{l})\hat{T}$.

Pour diverses manipulations (montées de type a, b ; tension constante ; $R = 100$ kilo-ohms) nous avons calculé les estimations $\hat{a}$, $\hat{l}$, $\hat{T}$, et déterminé les nombres n et n'. L'intervalle $\pm 1/2n$ n'a jamais été supérieur à ± 5 % dans les tranches de tension considérées.

Nous avons constaté que le rapport des valeurs moyennes $1/T \cdot \hat{l}/\hat{a}$ était fonction du régime de microdécharge, mais relativement peu. Au cours de la montée illustrée fig 32 par exemple, il croît de 0,8 % (intervalle de tension 40-55 kV) à 1,5 % (intervalle 65 - 70 kV). La valeur de P_0 correspondante, suivant la formule adoptée, est comprise entre 0,8 % et 4 % dans le premier cas, 1,5 et 6 % dans le second.

Par contre, la valeur de p_n évolue considérablement ; dans les mêmes tranches de tension que précédemment, elle

décroît de 90 % à 20 %. Plus généralement, elle reste très élevée pour les régimes lents, et peut devenir très faible pour les régimes rapides, de même que quasi-nulle pour les régimes obtenus à forte résistance. Dans tous les cas de régimes lents, donc en particulier à faible tension dans le cas d'une montée de type a, la quantité $d = p_n - P_0$ est extérieure à l'intervalle $\pm 1/2n$; il n'en est pas toujours de même pour les régimes rapides.

Nous sommes ainsi amenés à rejeter l'hypothèse H d'équiprobabilité des étincelles sur Y dans le cas des régimes lents : l'étincelle survient alors de préférence pendant les microdécharges (57). Vers les tensions élevées, pour les régimes rapides, le rejet de H n'est plus possible.

Notre test d'hypothèse nous permet seulement, avec un certain niveau de signification, d'accepter ou repousser l'hypothèse d'indépendance. Cependant, comme nous pouvons remarquer, au cours d'une montée en tension, que l'évolution de la proportion d'étincelles apparaissant au cours d'une microdécharge diminue quand le régime évolue (au fur et à mesure que l'intensité et la charge des microdécharges diminuent, tandis qu'augmente leur fréquence), cela permet de penser qu'un lien existe entre la corrélation microdécharge-étincelle et les modifications progressives observées.

Avec $R = 100$ megohms, les mesures par échantillonnage indiquent une valeur du courant nulle (ou du moins inférieure au seuil de détection, soit 1 microampère) avant l'étincelle. Celle-ci ne se produit qu'exceptionnellement pendant une microdécharge, ce qui est conforme aux résultats publiés en (34). De façon générale, p_n tend à décroître quand augmente la valeur de R.

Nous avons effectué diverses études sur les valeurs des échantillons de courant mesurés avant l'étincelle ; elles n'ont fourni aucun résultat intéressant. L'échantillon pris à 4 microsecondes de l'étincelle ne se distingue pas particulièrement des précédents ; nous établissons ainsi sur un grand nombre de cas ce que l'on pouvait observer grossièrement sur

les oscillogrammes (Planches 2, 3, 4) : le courant d'étincelle part brutalement, sans montée préliminaire notable à l'échelle des observations. Par ailleurs, le courant est soit croissant, soit constant, soit décroissant ; il peut avoir accusé au préalable un maximum ou un minimum.

De ces résultats négatifs, on doit conclure que la recherche de la cause de la corrélation microdécharge-étincelle doit être abordée de façon différente ; le résultat essentiel obtenu est qu'il existe un processus d'initiation de l'étincelle directement lié aux phénomènes accompagnant la microdécharge. Nous allons dans la suite examiner, parmi les paramètres physiques caractérisant la microdécharge, s'il en est un dont le rôle particulier peut être mis en évidence.

C - ETUDE STATISTIQUE DES PARAMETRES DE LA MICRODECHARGE

L'objectif que nous nous fixons étant de déterminer ce qui, dans la microdécharge, contribue à l'initiation de l'étincelle, les mesures nécessaires doivent être faites de préférence dans des conditions favorables à cette initiation, c'est-à-dire, comme nous l'avons montré, en régime lent (à basse tension par exemple).

Comme la fréquence des microdécharges est faible, l'emploi du calculateur pour l'acquisition des données n'est plus nécessaire. Il nous a suffi de réaliser des montages analogiques adaptés à chaque cas, et d'utiliser la fonction mémoire d'un oscilloscope Tektronix 564. Chaque étude a porté au moins sur une centaine de mesures.

Dans la suite, nous utiliserons les notations $1 \mu D$ et $0 \mu D$ selon qu'il y aura eu ou non, apparition de l'étincelle pendant la microdécharge considérée.

1 - Courant instantané avant étincelle :

Parmi les paramètres dont nous pouvions examiner l'influence, le plus immédiat était le courant instantané de

microdécharge avant étincelle, sur lequel nous avons déjà obtenu des renseignements par échantillonnage. Bien qu'il soit clair d'après ces mesures que ce courant est susceptible de varier dans des proportions importantes (de 1 à 20 environ), cela n'est pas suffisant pour conclure qu'il n'intervient pas dans l'initiation de l'étincelle.

Le problème doit en effet se formuler de la façon suivante, en prenant comme origine le début de chaque microdécharge : soient X_t et Y_t les processus stochastiques supposés stationnaires, "courant d'une $0 \mu D$ " et "courant instantané avant étincelle d'une $1 \mu D$ ".

Si l'amplitude de ce courant n'influence pas l'apparition de l'étincelle, alors on doit avoir :

$$\text{Loi}(Y_t) = \text{Loi}(X_t) \text{ quel que soit } t.$$

Le montage que nous avons réalisé nous permet de relever (fig 34) pour chaque $1 \mu D$ de rang i survenant au temps t_i ($1 \leq i \leq n$) la valeur du courant instantané de k_i $0 \mu D$ successives au même temps t_i ; nous disposons alors de k_i réalisations x_{ti} de X_{ti} et de une réalisation y_{ti} de Y_{ti} .

Le bloc diagramme du circuit est donné par la fig 35. Après un léger retard par LR_1 , le courant de microdécharge attaque la voie horizontale de l'oscilloscope ; la base de temps de celui-ci est utilisée pour charger une capacité mémoire, par l'intermédiaire d'une porte linéaire qui n'est validée, de même que le wehnelt, qu'un bref instant quand survient une étincelle ; d'où y_{ti} . Lors des $0 \mu D$ qui suivent, un comparateur pour $t = t_i$ valide à nouveau le spot, d'où les k_i réalisations x_{ti} de X_{ti} .

En supposant que $X_{ti} - Y_{ti}$ est une variable aléatoire gaussienne, de variance indépendante du courant et de moyenne m_i inconnues, nous avons testé successivement les hypothèses H'_0 et H''_0 (58).

$$H'_0 : m(X_{t1} - Y_{t1}) = m(X_{t2} - Y_{t2}) = \dots = m(X_{tn} - Y_{tn})$$

Il s'agit d'un test d'analyse de variance. Avec un niveau de signification de 0,01, la différence n'a pas été trouvée significative, et en conséquence, nous avons accepté d'hypothèse d'égalité des moyennes. Mais ce résultat nous indique seulement que X_t et Y_t ont des moyennes qui diffèrent d'une constante ;

il faut tester si cette constante est nulle, d'où l'hypothèse H''_0 .

$$H''_0 : m(\sum X_{ti}) = m(\sum Y_{ti})$$

Il s'agit d'un test de Student à deux échantillons, qui nous a conduits à accepter l'égalité avec un niveau de signification de 0,05.

Nous pouvons conclure que les processus X_t et Y_t ont même loi et que l'initiation des étincelles est indépendante du courant de microdécharge quelques microsecondes avant l'étincelle.

2 - Charge mise en jeu par la microdécharge :

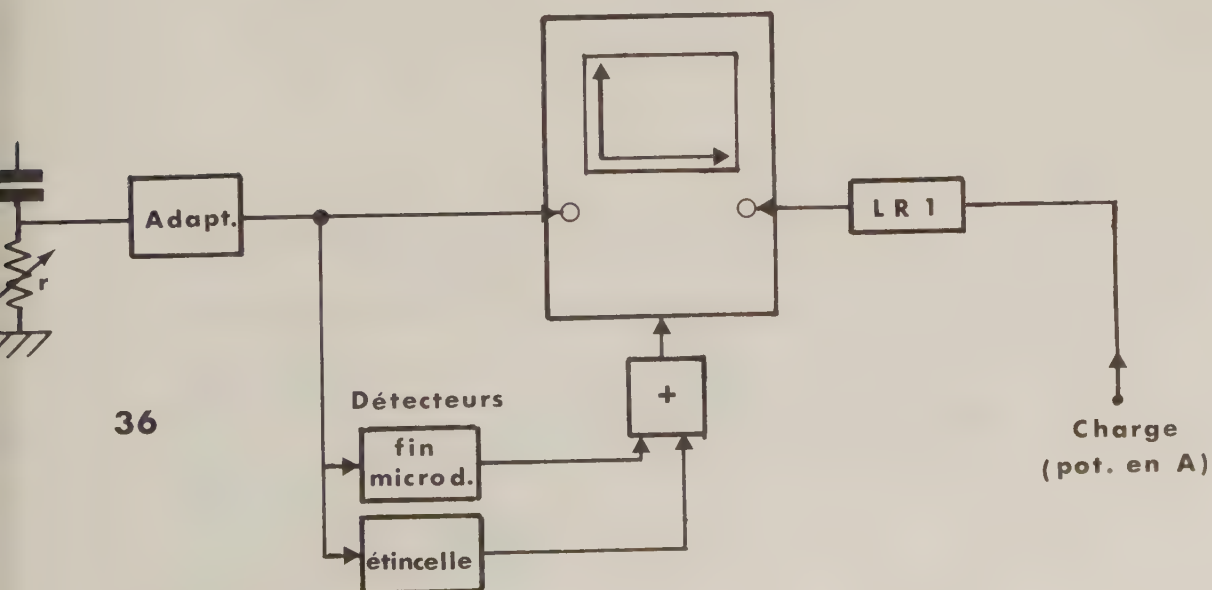
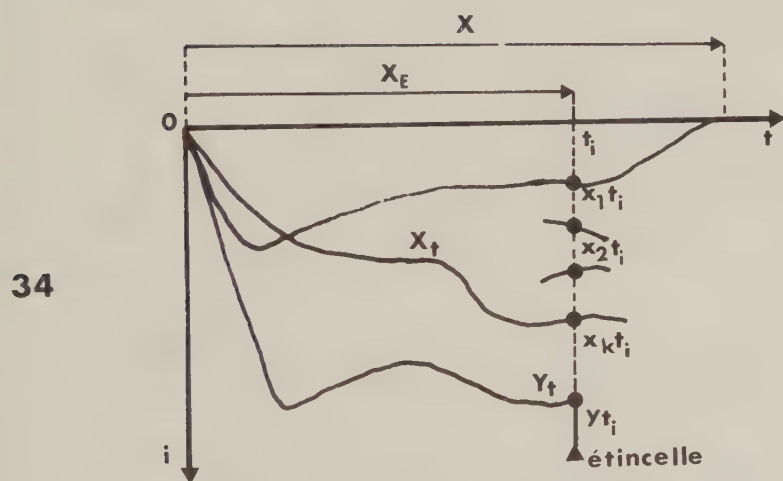
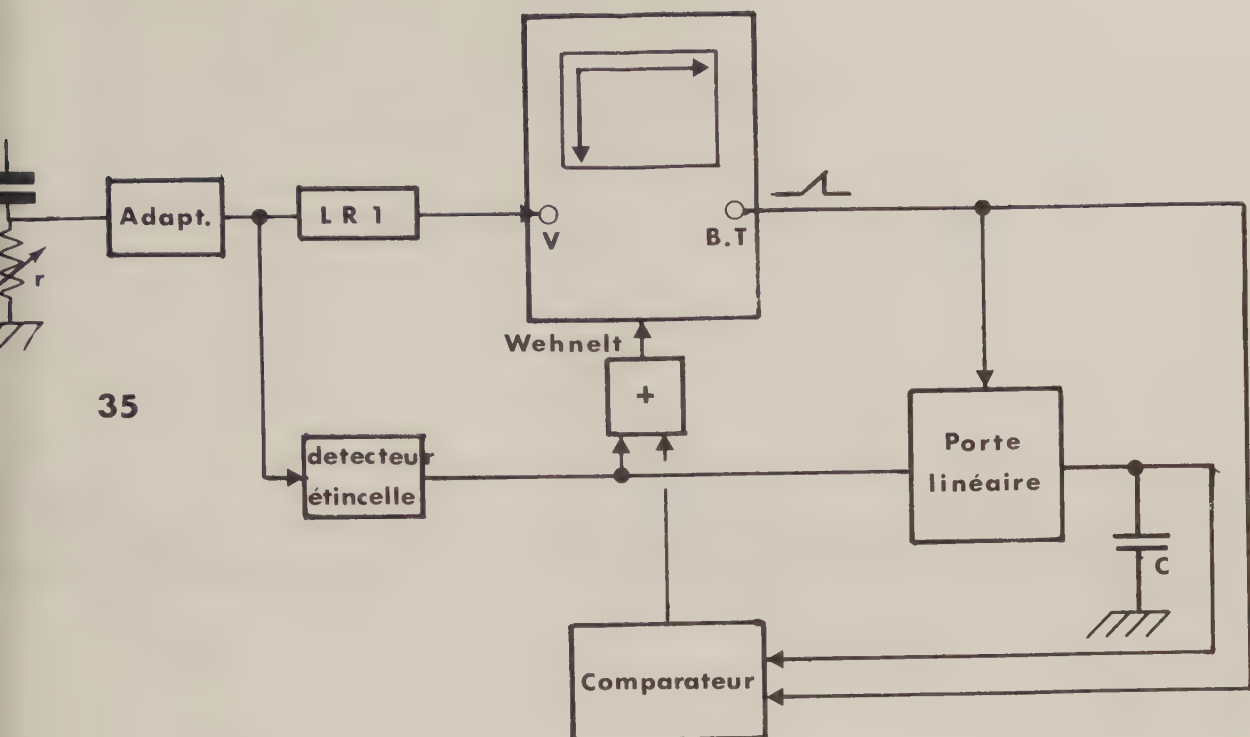
Nous avons alors cherché si la charge mise en jeu par la microdécharge intervenait dans l'initiation de l'étincelle. Pour cela, nous avons tout d'abord tracé des histogrammes des variables aléatoires Q_0 (charge totale mise en jeu dans une $0 \mu D$) et Q_1 (charge mise en jeu par $1 \mu D$ jusqu'à ce que se produise l'étincelle).

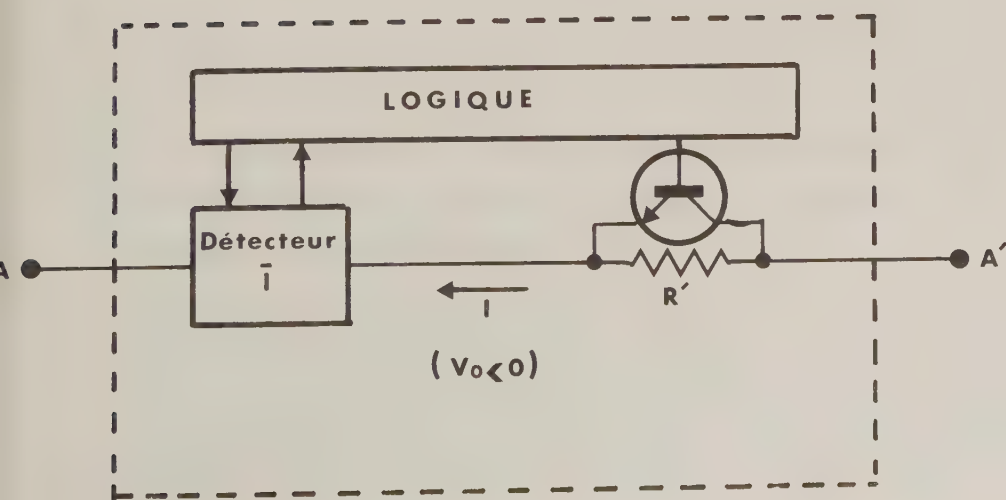
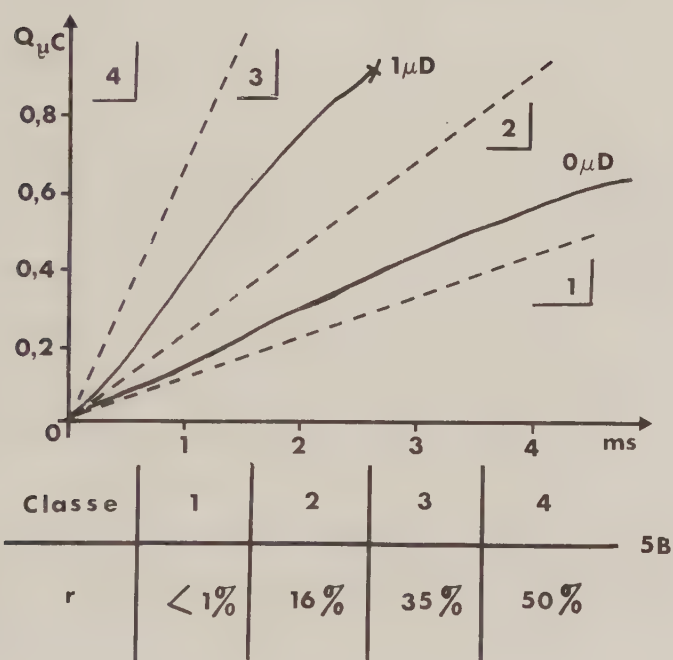
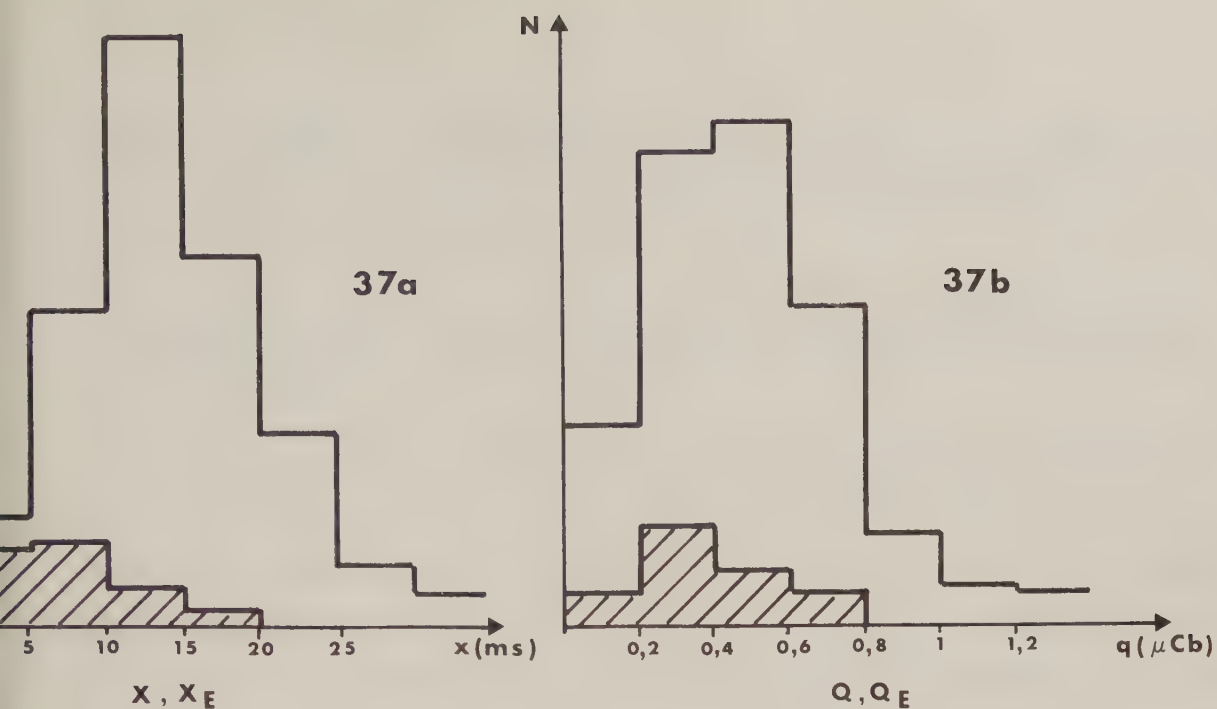
Le bloc diagramme du circuit utilisé est donné fig 35. La voie verticale de l'oscilloscope est attaquée avec un léger retard dû à LR_1 , par un signal proportionnel à la charge (potentiel en A après élimination du niveau continu). L'oscilloscope a sa base de temps déclenchée par chaque microdécharge ; le spot est validé soit par la fin de la microdécharge, soit par l'étincelle, avec une intensité différente dans chaque cas. Nous déterminons ainsi les réalisations de Q_0 , Q_1 ainsi que celles des variables aléatoires X et X_E , où X_E (fig 34) est la durée des $1 \mu D$ jusqu'à l'étincelle. Un exemple de résultats est donné par les fig 37a et 37b.

Il apparaît clairement d'après les histogrammes, sans que des tests d'hypothèse s'avèrent nécessaires, que nous pouvons écrire entre les moyennes estimées m_i :

$$m_{Q_1} < m_{Q_0} \quad \text{et} \quad m_{X_E} < m_X$$

En conséquence, il ne semble pas qu'il y ait de corrélation directe entre la charge totale transportée par une





microdécharge et la présence de l'étincelle ; l'ordre de grandeur des réalisations x_E de X_E est très généralement supérieur à la milliseconde.

3 - Courant moyen transporté par la microdécharge jusqu'à l'étincelle :

Un autre paramètre à envisager est le courant moyen mis en jeu par la microdécharge. Nous avons été conduits à étudier son influence en remarquant sur les enregistrements qui précèdent, que le courant moyen global pour les $1 \mu D$ semblait supérieur à celui que transportaient les $0 \mu D$. Mais, tout comme dans le paragraphe 1/, il nous faut comparer les processus stochastiques Q_{0t} (charge d'une $0 \mu D$) et Q_{1t} (charge d'une $1 \mu D$ avant l'étincelle) afin de tester si, quel que soit t , l'on a :

$$\text{Loi } (Q_{0t}) = \text{Loi } (Q_{1t})$$

Nous avons utilisé le même circuit que pour X_t et Y_t , où il suffit de remplacer le courant par son intégrale.

Les tests déjà mentionnés nous ont cette fois conduits à conclure que la différence était significative : avec un niveau de signification de 0,05, la charge qu'une $1 \mu D$ met en jeu est statistiquement plus élevée que la charge qu'une $0 \mu D$ transporte dans le même temps t_i .

En fait, ceci n'est pas autre chose que le courant moyen à $t = t_i$, et nous pouvons conclure : l'initiation de l'étincelle au cours d'une microdécharge est liée au courant moyen que la microdécharge transporte (59).

Si nous pouvions montrer de plus que le résultat précédent est déjà vrai pendant les premiers instants de la microdécharge, nous pourrions envisager alors une prévision statistique des étincelles : et l'on doit s'y attendre dans une certaine mesure, en raison du caractère monotone de $Q(t)$, comme on peut le constater sur les traces inférieures des photographies de la Planche 3.

4 - Courant moyen évalué au début de la microdécharge :

Nous avons divisé les valeurs des réalisations de la pente de $Q(t)$ en quatre classes, comme l'illustre la figure 38a.

Le nombre de classes a été choisi faible, de façon à diminuer l'ambiguïté éventuelle du choix entre les classes adjacentes, $Q(t)$ n'étant pas linéaire. Nous avons étudié la pente de $Q(t)$ dans les premières millisecondes de la microdécharge. Le montage utilisé est celui (fig 35) mis au point pour le relevé de Q_0 et Q_1 , où l'on s'intéresse maintenant à la pente à l'origine.

En classant les microdécharges étudiées dans une table de contingence (58) à quatre classes et deux attributs (0 et 1, soit absence ou présence de l'étincelle), nous avons effectué un test du chi deux afin de déterminer s'il y avait indépendance des deux classifications : l'hypothèse d'indépendance a été rejetée avec un niveau de signification de 0,01.

Nous pouvons conclure que la probabilité p d'initiation d'une étincelle pendant une microdécharge est fonction de son courant moyen à l'origine (ce dernier étant évalué sur un temps de l'ordre de la milliseconde).

La fig 38b donne un exemple des valeurs prises dans chaque classe par le rapport r , nombre de $1 \mu D$ sur nombre total des microdécharges de la classe.

D - COMMENTAIRES ET INTERPRETATION PHYSIQUE

Nous sommes maintenant en mesure d'interpréter nos résultats précédents sur la corrélation microdécharge-étincelle. En effet, le processus d'initiation de l'étincelle par la microdécharge que nous venons de caractériser étant fonction du courant moyen sur quelques millisecondes, tout ce qui d'une façon ou d'une autre agira sur ce paramètre, influera également sur l'initiation de l'étincelle.

C'est pourquoi le rapport n'/n (proportion d'étincelles apparaissant pendant une microdécharge) a été trouvé fonction du régime de microdécharge. Les régimes lents, obtenus avec $R = 100$ kilo-ohms, sont caractérisés par un courant moyen important pendant la microdécharge, et l'étincelle est fréquemment initiée à ce moment. Quand le régime s'accélère avec R faible et qu'alors intensité et durée des microdécharges diminuent ; ou bien quand une résistance R élevée, par la chute de

tension qu'elle crée, empêche le développement des microdécharges, la proportion d'étincelles initiées par le processus étudié diminue jusqu'à être éventuellement nulle : les étincelles qui ont lieu dans ce cas sont dues à un processus différent (34).

Nous pensons également être en mesure d'expliquer pourquoi le travail que nous avons mentionné, sur la corrélation microdécharge-étincelle (30), concluait à l'indépendance des deux phénomènes. Les conditions de travail de I.N. Slivkov sont tout à fait semblables aux nôtres (électrodes de cuivre planes, circulaires - $\varnothing$ 4,4 cm ; pompe à huile sans piège, 10^{-4} à 10^{-6} mm Hg ; écartement, quelques millimètres), sauf toutefois en ce qui concerne le générateur : la haute tension n'est pas continue mais en forme de 50 Hz redressé monoalternance. Ceci, plus que la résistance de protection de 1,5 megohm, explique que les microdécharges obtenues ne durent que 50 à 450 microsecondes : elles sont étouffées rapidement par la chute de tension due au générateur. Il ne peut guère y avoir initiation de l'étincelle de leur fait, bien que leur courant instantané atteigne quelquefois le milliampère, car le processus de "longue durée" (milliseconde), dont nous avons noté la nécessité ne peut avoir lieu.

C'est un temps de cet ordre qui caractérise la disruption d'origine anodique, comme nous l'avons exposé dans la première partie : l'étincelle aurait lieu soit par vaporisation de la zone anodique bombardée, soit plutôt par arrachement préalable, sous l'action conjuguée de l'échauffement et des forces électrostatiques, d'un agrégat constituant une microparticule (46) ; des agrégats arrachés l'un après l'autre seraient alors à l'origine des étincelles successives que nous avons pu observer.

En vide industriel et pour des électrodes planes séparées de quelques millimètres, nous pensons en conséquence que deux mécanismes d'initiation de l'étincelle sont susceptibles d'intervenir simultanément : l'un d'origine anodique, lié directement au courant prédisruptif de microdécharge qui est celui que nous avons mis en évidence ; l'autre où l'étincelle n'est précédée d'aucun courant détectable, et qui est vraisemblablement d'origine cathodique (34).

Quatrième partie : ESSAIS D'UN "ETOUFFEUR" DE MICRODECHARGE

La possibilité de distinguer dans une certaine mesure $0 \mu D$ et $1 \mu D$ dès la première milliseconde, soit avant l'arrivée éventuelle de l'étincelle, nous a conduits à concevoir un circuit qui puisse détecter le courant moyen des microdécharges et "étouffer" celles qui dépassent un seuil donné.

PRINCIPE ET REALISATION

Pour étouffer une microdécharge, il suffit de provoquer pendant un temps bref, une chute de tension de quelques centaines de volts aux électrodes (5). Différentes solutions sont envisageables ; nous avons choisi la plus simple à mettre en oeuvre, qui ne nécessite aucune modification du générateur haute tension et consiste à effectuer une commutation brusque entre deux valeurs, faible et élevée, de la résistance de protection totale. Cette solution n'est évidemment valable que si R est faible.

Le circuit se présente comme un dipôle autonome, placé en A, en série avec R (fig 1) ; sa résistance, normalement négligeable, devient élevée quand le courant moyen de microdécharge, mesuré un temps T réglable après le début de celle-ci, dépasse un seuil également réglable. En série entre A et A' (fig 39), on trouve un détecteur qui utilise un simple circuit intégrateur $R_i C_i$, d'impédance faible. Par l'intermédiaire de la logique, on bloque un transistor haute tension placé en série également (normalement conducteur) pendant le

temps nécessaire à ce que le courant de microdécharge tombe en dessous d'une valeur donnée. La valeur de la résistance série ainsi introduite est contrôlable par R' , jusqu'à celle de fuite du transistor T.

Le schéma de principe est donné par la fig 40a. En 40b nous avons indiqué les principales formes d'onde observables.

A l'état de repos, T est conducteur et le transistor à effet de champ aux bornes de R_1 C_1 est bloqué. Quand un courant de microdécharge circule de A' vers A, il développe aux bornes de R_1 C_1 (constante de temps : 1 seconde) une tension proportionnelle à la charge transportée. La sortie de l'amplificateur qui suit attaque deux comparateurs C_1 et C_2 dont les seuils de basculement sont réglables. Le premier, C_1 , bascule dès qu'il détecte le passage du courant, déclenchant le monostable M_1 , qui contrôle le temps T réglable (quelques millisecondes) à la fin duquel on évalue le courant moyen. Le deuxième, C_2 , n'est validé par le monostable M_2 qu'à $t = T$, pendant 1 microseconde. Au temps T, on compare donc par C_2 une tension proportionnelle à la charge transportée à cet instant, et une tension réglable ; on teste donc le courant moyen sur T.

Deux cas se présentent alors, selon que l'on est au dessous ou au dessus du seuil fixé pour ce courant moyen.

a - Dans le premier cas, T reste conducteur et la microdécharge a lieu normalement. On court-circuite le circuit intégrateur pour éviter que la tension à ses bornes ne continue à croître ; il n'est validé à nouveau que lorsque le courant de microdécharge a cessé ou est tombé en dessous d'une certaine valeur, c'est-à-dire lorsque C_1 , encore soumis à la tension aux bornes de $r \ll R_1$, revient à son état de repos.

b - Dans le second cas, T doit par contre être bloqué et le rester jusqu'à ce que C_1 soit revenu à son état de repos, c'est-à-dire quand le courant de la microdécharge étouffée est tombé en dessous d'une certaine valeur. En conséquence, la comparaison terminée, le front de descente de M_2 fait basculer M_3 dont l'état "bas" correspond à la conduction du FET ; la remise à zéro de M_3 (état "haut") et le blocage du FET ont lieu

quand C_1 retourne à l'état de repos.

Dans le cas a/ la sortie de C_2 reste à zéro, M_4 ne bascule pas, T reste conducteur et le dipôle présente une faible résistance.

Dans le cas b/, C_2 fait basculer M_4 dont l'état "bas" correspond au blocage de T : la microdécharge s'étouffe.

Quand le courant tombe en dessous de la valeur fixée par r, dans un cas comme dans l'autre, C_1 retourne à l'état "haut", la transition remet M_3 et M_4 à l'état "haut" également (FET bloqué, T conducteur). On est retourné à l'état de départ.

L'ensemble est réalisé en technologie intégrée. Il est alimenté par deux batteries ± 5 volts et est porté au potentiel V_0 ; son fonctionnement n'a pas posé de problème particulier. Le transistor T doit être choisi pour tenir au claquage un courant de l'ordre de V_0/R (0,8 ampère à 80 kilovolt).

RESULTATS

1 - Comportement du courant de microdécharge :

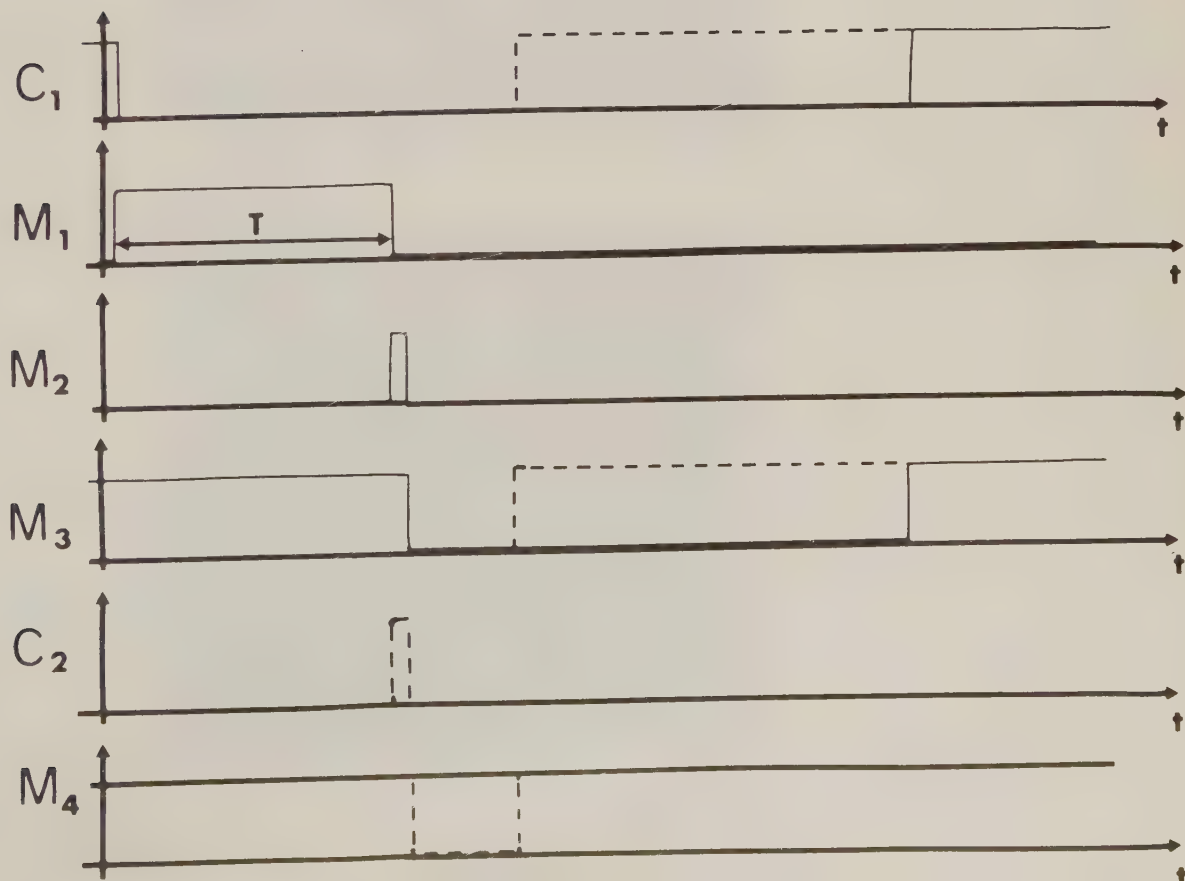
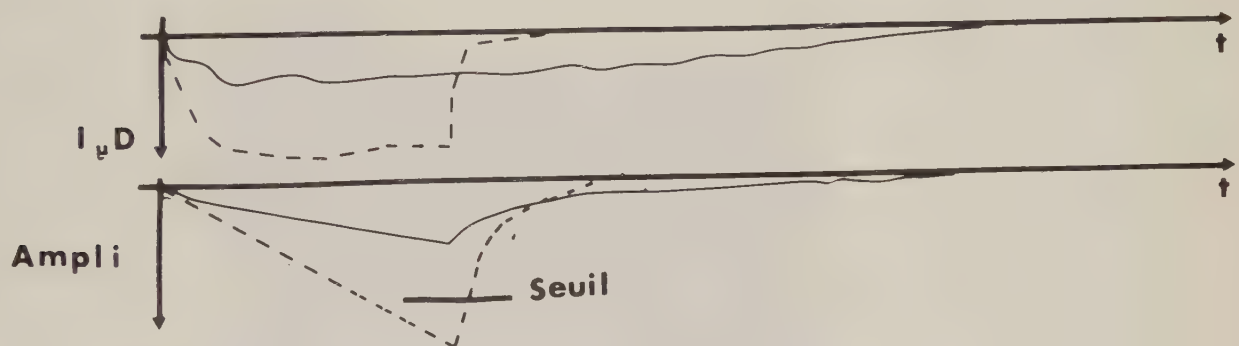
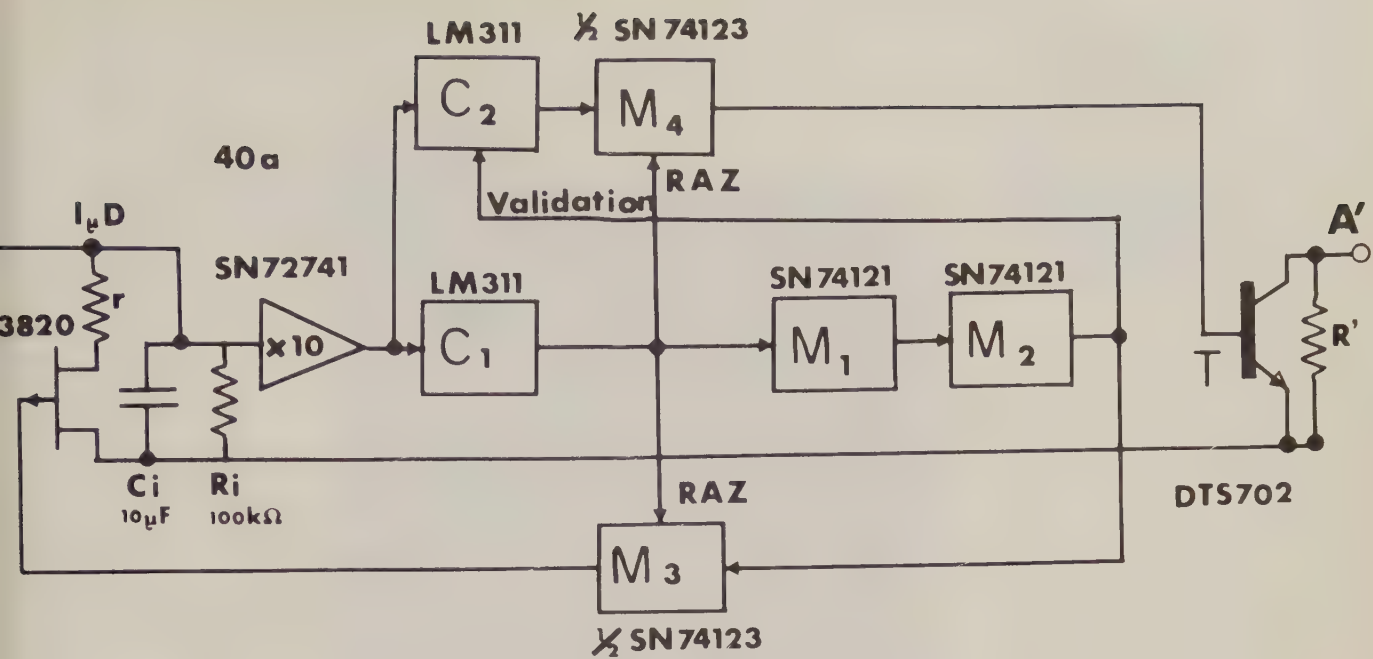
La Planche 5 donne un exemple des résultats obtenus. Comme précédemment, les traces supérieures représentent le courant de microdécharge, les traces inférieures l'évolution du potentiel en A et donc également celle de la charge électrique mise en jeu. La photographie A montre deux microdécharges étouffées à $T = 3$ microsecondes toutes deux ; on peut noter la brutale discontinuité du courant, qui se traduit par un changement de pente de ΔV_C . La photographie B montre une microdécharge étouffée à $T = 1,5$ microseconde et une autre à courant moyen plus faible qui n'est pas modifiée. La photographie C_1 montre qu'il est possible, en jouant sur les valeurs des tensions seuils, de moduler dans une certaine mesure le courant en lui permettant de reprendre, par un retour anticipé à résistance faible du dipôle.

2 - Influence sur le conditionnement :

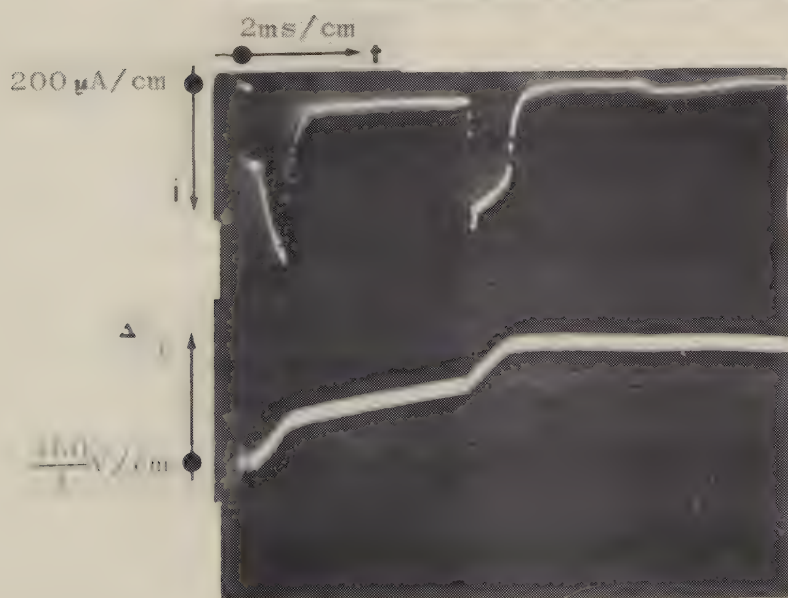
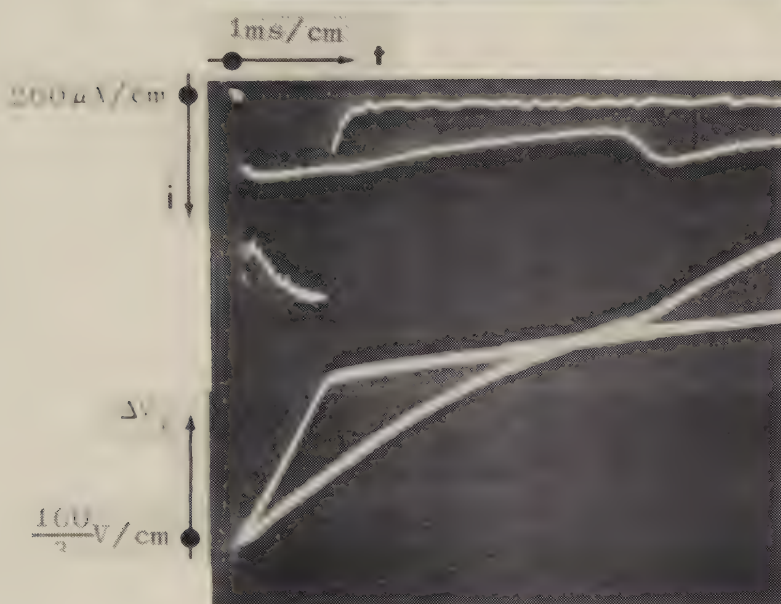
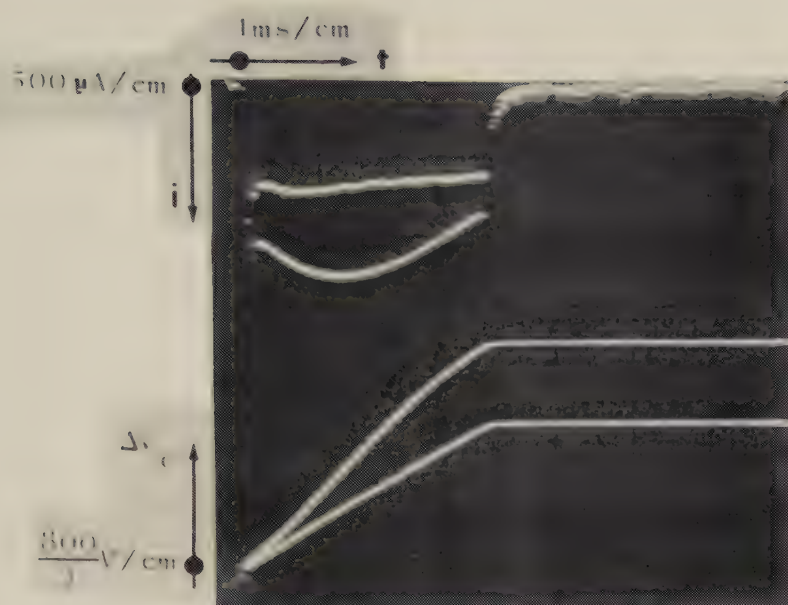
Nous avons cherché à vérifier si l'étouffement

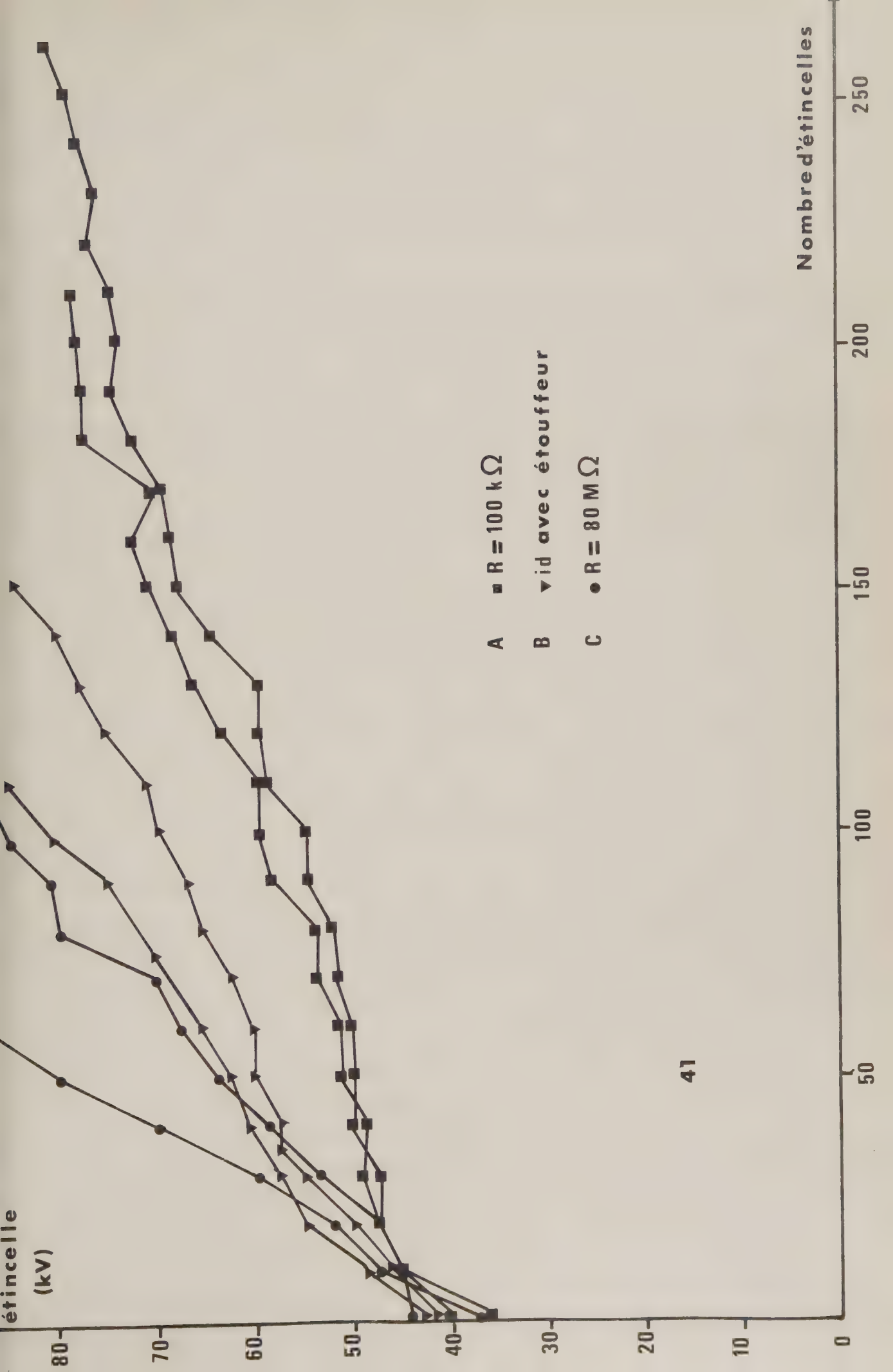
systematique des microdécharges dépassant, en courant moyen, un certain seuil au voisinage de l'origine se traduisait bien par une diminution globale du nombre d'étincelles observées. Pour cela nous avons tracé différentes courbes de conditionnement pour des électrodes fraîchement polies ; ces courbes donnent l'évolution de la tension de claquage en fonction du nombre d'étincelles. Suivant une technique classique, la tension est augmentée progressivement (ici en rampe linéaire, quelques kilovolts par minute), coupée à la première étincelle, appliquée à nouveau, etc...

Des résultats sont donnés par la fig 41. On observe l'augmentation continue de la tension de disruption qui caractérise le conditionnement (courbes A) avec $R = 100$ kilo-ohms sans "étouffeur". L'usage de l'étouffeur (courbes B) se traduit par une augmentation très sensible de la pente moyenne, ce qui est la confirmation recherchée du rôle des microdécharges dans un mode d'initiation de l'étincelle. On doit noter que la pente obtenue est inférieure à celle que l'on obtient (courbe C) avec une résistance $R = 80$ megohms ; les microdécharges, si elles sont d'amplitude faible, ont lieu alors à fréquence élevée.



Microdécharges
"étouffées"





CONCLUSION

Notre travail a été consacré à l'étude du phénomène de microdécharge et à ses rapports avec celui d'étincelle, pour des électrodes placées dans vide industriel et séparées de quelques millimètres.

Nous avons présenté en premier lieu les divers aspects de la conduction électrique dans le vide, les résultats expérimentaux obtenus dans ce domaine ainsi que les interprétations théoriques qui en sont faites. Puis nous avons précisé comment, malgré le nombre élevé des paramètres, l'on pouvait tenter d'aborder directement le problème des décharges en vide industriel : par une approche phénoménologique faisant appel autant que possible à l'induction statistique. Un ordinateur connecté en temps réel constitue un outil bien adapté à une telle démarche.

Nous avons consacré la deuxième partie de notre mémoire à l'étude des différents régimes de microdécharge, caractérisés par deux grandeurs, charge transportée par une microdécharge, et intervalle de temps entre deux d'entre elles ; ceci en fonction des conditions d'application de la tension. Un modèle mathématique a été établi, qui rend compte de l'évolution des lois de probabilité conjointes des deux couples constitués en associant à la charge d'une microdécharge le temps qui la sépare soit de la précédente, soit de la suivante. Nous avons pu interpréter nos résultats (en bref : il existe une contribution lente à la charge mise en jeu par une microdécharge, due aux vapeurs organiques condensables ou au gaz occlus dans les électrodes ; le temps d'"incubation" d'une microdécharge augmente avec la charge mise en jeu par la précédente, sauf si cette charge est faible ; il y a alors indépendance) sur la base de l'une des hypothèses proposées pour le mécanisme des microdécharges : émission de champ (à partir de micropointes) qui amorce une phase seconde de volatilisation et ionisation du matériau des électrodes, ainsi que des couches superficielles de contaminants. Un nombre variable de micropointes émettrices peut contribuer à la microdécharge selon les conditions de surface.

Nous avons, dans une troisième partie, recherché une éventuelle corrélation entre les phénomènes de microdécharge et

d'étincelle. Sur quelques exemples, nous avons étudié tout d'abord l'étincelle quand elle survient au cours d'une microdécharge, et montré à cette occasion que plusieurs étincelles pouvaient se succéder au cours d'une même microdécharge, pour un ensemble convenable des paramètres électriques du circuit. Mais ceci ne constituait qu'un indice du lien susceptible d'exister entre les deux phénomènes.

En utilisant, comme dans la seconde partie, les techniques d'acquisition de données par ordinateur connecté en temps réel, nous avons établi en construisant un test d'hypothèse que l'apparition de l'étincelle pendant une microdécharge n'était nullement due à la coïncidence aléatoire de deux événements indépendants : les deux phénomènes sont alors liés.

Ce résultat positif nous a permis d'entreprendre la recherche d'un paramètre physique déterminant. Nous avons montré que la probabilité d'initiation de l'étincelle au cours d'une microdécharge n'était fonction ni du courant instantané de microdécharge avant l'étincelle, ni de la charge totale transportée, mais du courant moyen mis en jeu, suivant un processus de "longue durée" (la milliseconde) caractéristique de la disruption d'origine anodique. Pour des distances interélectrodes de quelques millimètres, pourraient donc s'observer en vide industriel, des disruptions d'origine cathodique et d'origine anodique également.

Dans la quatrième partie, nous exposons les résultats obtenus à l'aide d'un circuit électronique simple, conçu en fonction de nos résultats précédents. Comme nous avons pu montrer que la probabilité d'initiation de l'étincelle était déjà fonction du courant moyen à l'origine de la microdécharge, le circuit réalisé "étouffe", par augmentation brusque et limitée dans le temps de la résistance de protection, les microdécharges dont le courant moyen dépasse un seuil donné ; il s'ensuit une amélioration sensible des courbes de conditionnement. La solution simple choisie -aucune modification du générateur haute tension- n'est évidemment utilisable qu'avec des sources à faible résistance interne.

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

M. GOLDMAN - Exposé à la "Journée d'Etude sur les Décharges dans le vide", organisée par la RCP 182, avec le concours des SFE, SFER, SFITV.ESE-(6 novembre 1970).

F. ROHRBACH - Isolation sous Vide - Les Techniques de l'Ingénieur - D 222 (1971).

L.C. VAN ATTA, R.J. VAN DE GRAAF, H.A. BARTON - Phys. Rev. 43, 158 (1933)

F. BERTEIN - CR Acad. Sci. Paris 222 p. 64 (1946)

R. ARNAL - Thèse - Paris (1955)

R. BEAULAND - Les microdécharges - Exposé à la "Journée d'Etude sur les décharges dans le vide" - Rev. Gén. Elec. t. 80 p. 571 (1971)

R. HAWLEY, A. ZAKY - Conduction and breakdown in high vacuum - "Progress in dielectrics", vol 7. p. 115 - Heywood Books, London (1967)

W.K. MANSFIELD, R.L. FORTESCUE - Brit. J. Appl. Phys. 8, p. 73 (1957)

J. MAZEAU - Thèse 3ème cycle - Paris (1964)

P. BOUVIER - Thèse - Lyon (1969)

A. LOUBIERE - Mémoire CNAM - Paris (1970)

H. BOERSCH, H. HAMISH, S. WIESNER - Z. Ang. Physik - 13, p. 450 (1961)

W.A. SMITH, M.J. INNESS, K.A. FIELDING, R. PRADHAN - Proc. 4 p. 96

F. ROHRBACH - Proc. 2 p. 83

M. GOLDMAN, A. LOUBIERE, M. BOUTTEAU, P. HEROIN - Proc. 3 p. 69

V.I. GORDIENKO, L.I. PIVOVAR - Sov. Phys.-Tech. Phys. 12, 690 (1967)

J. MAZEAU, M. GOLDMAN - Proc. 1 p. 107

M. GOLDMAN, A. LOUBIERE, A. GOLDMAN - Proc. 4 p. 266

H.P.S. POWELL, P.A. CHATTERTON - Vacuum - 20, 10 p. 419 (1970)

P.N. CHISTYAKOV, A.L. RADIONOVSKII, N.V. TATARINOVA, N.E. NOVIKOV, D.S. TRESHCHIKOVA - Sov. Phys. Tech. Phys. 14, 807 (1969)

L.I. PIVOVAR, V.I. GORDIENKO - Sov. Phys. Tech. Phys. 7, 908 (1963)

V.I. GORDIENKO, L.I. PIVOVAR - Sov. Phys. Tech. Phys. 12, 690 (1967)

J.L. MAC KIBBEN - Proc. 1 p. 85

- (24) P.F. BROWNE - Proc. Phys. Soc. 68B, 564 (1955)
- (25) H.G. HEARD, E.J. LAUER - Univ. Calif. Rad. Report 1622 (1952)
- (26) L.V. TARASOVA, A.A. RAZIN - Sov. Phys. Tech. Phys.
4 - 879 (1958)
- (27) S. SCHWABE - Z. Ang. Phys. 12, 244 (1960)
- (28) R. ARNAL, P. BOUVIER - CR Acad. Sci. Paris 260, 4944 (1965)
- (29) H. BOERSCH, H. HAMISH, H. SCHIRMEISTER - Proc. 2 p. 317
- (30) I.N. SLIVKOV - Sov. Phys. Tech. Phys. 13, 663 (1968)
- (31) L.V. TARASOVA, V.G. KALININ - Sov. Phys. Tech. Phys.
11, 1604 (1967)
- (32) I.J. BARTASIUŠ, L.I. PRANEVICIUS - Sov. Phys. Tech. Phys.
13, 1148 (1969)
- (33) P.A. CHATTERTON - "The Present status of Vacuum breakdown Research"
Proc. 4
- (34) J. FAVREL - Thèse - Lyon (1968)
- (35) R. BERLAND, M. BERT, P. BOUVIER, J. FAVREL - CR Acad. Sci. Paris
270, 1380 (1970)
- (36) N.I. IONOV - Sov. Phys. Tech. Phys. 5, 527 (1960)
- (37) V.I. GERASIMENKO - Sov. Phys. Tech. Phys. 13, 107 (1968)
- (38) N.F. OLENDZKAYA - M.A. SAL'MAN - Sov. Phys. Tech. Phys.
15, 242 (1970)
- (39) L. CRANBERG - J. Appl. Phys. 23, 518 (1952)
- (40) I.N. SLIVKOV - Sov. Phys. Tech. Phys. 2, 1928 (1957)
- (41) C. GERMAIN, F. ROHRBACH - 6ème Conf. Int. sur les Phénomènes
d'ionisation dans les gaz. Paris (1963)
- (42) A. ZEITOUN-FAKIRIS, M. GOLDMAN - CR Acad. Sc. Paris 273, p. 521
(1971)
- (43) A. BOULLOUD - Le Vide - 99, 240 (1962)
- (44) L.I. PIVOVAR, V.I. GORDIENKO - Sov. Phys. Tech. Phys. 3, 2101
(1958)
- (45) F. ROHRBACH - Exposé à la "Journée d'étude sur les décharges dans
le Vide" Rev. Gén. Elec. t. 80 p. 577 - (1971)
- (46) I.N. SLIVKOV - Sov. Phys. Tech. Phys. 14, 10-1369 - 15, 2-238
(1970)

- D.K. DAVIES, M.A. BIONDI - J. Appl. Phys. 39,2979 - (1968)
- A. BOULLOUD - Exposé à la "Journée d'étude sur les décharges dans le Vide" - Rev. Gén. Elec. t-80 p. 574 - (1971)
- G.A. FARRAL - J. Appl. Phys. 41,2,563 (1970)
- A. WATSON, W.R. BELL, M.J. MULCAHY - Factorially designed vacuum breakdown experiments. Proc. 3 p. 151
- M. BERT - Thèse 3ème cycle - Lyon 1970
- J. FAVREL, P. BOUVIER - Proc. 3 - p. 385
- A. DUSSAUCHOY, R. BERLAND - CR Acad. Sci. Paris (1972) 274 p. 1946
- METZGER, VABRE - Electronique des impulsions - Masson -(1966)
- A.S. DENHOLM - Can. J. Phys. 36, 476 (1958)
- R. BERLAND, A. DUSSAUCHOY - CR Acad. Sci. Paris - 272 p.40 (1971)
- R. ARNAL, R. BERLAND, M. BERT, J. FAVREL - Proc. 4 p. 56
- K.A. BROWNLEE - Statistical theory and methodology in Science and Engineering. John Wiley and Sons - (1961)
- R. BERLAND, A. DUSSAUCHOY - Proc. 5 p. 87 (1972)
-
- c.1 Proc. 1st Int. Symp. on the Insulation of High Voltages in Vacuum, MIT, Boston - (1964)
- c.2 Proc. 2nd Int. Symp. on the Insulation of High Voltages in Vacuum, MIT, Boston - (1966)
- c.3 C.R. 3ème Symp. Int. sur les décharges et l'isolement électrique dans le Vide, Paris - (1970)
- c.4 Proc. 4th Int. Symp. on the Insulation of High Voltages in Vacuum, Waterloo, Toronto - (1970)
- c.5 Proc. 5th Int. Symp. on the Insulation of High Voltages in Vacuum, Poznan - (1972)

Vu

s membres du jury :

R. Bernard

R. Arnal

A. Dussauchoy

M. Goldman

Vu et approuvé
Le Directeur de l' U.E.R.
de Physique

M. Dufay

Vu et accordé le permis d'imprimer.

Lyon, le 11 septembre 1972

Le Président de l'Université
Claude Bernard,

J. BOLDIN

